ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 24 AVRIL 1950.

PRÉSIDENCE DE M. GASTON JULIA.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** informe l'Académie qu'à l'occasion de la Fête du Travail, la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 3 mai au lieu du lundi 1er.

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Observations du champ électrique de l'atmosphère à Monaco.* Note de M. **Jules Rouch.**

Les observations du champ électrique de l'atmosphère faites pendant une année à Monaco à l'altitude de 70^m donnent un champ relativement élevé de 366 V/m. présentant une variation annuelle assez nette avec maximum en hiver et minimum en été.

Pendant l'année 1949 j'ai effectué 269 mesures du champ électrique de l'atmosphère aux environs de midi (G. M. T.), sur une terrasse d'une maison située sur le rocher de Monaco à 70^m d'altitude.

Je me suis servi d'un électromètre bifilaire à lectures directes de Wulf, dont l'étalonnage, vérifié récemment à Paris, n'a jamais sensiblement varié depuis que je me sers de cet instrument. Ses indications étaient fréquemment comparées à celles d'un électroscope d'Elster et Geitel, que j'utilise depuis plus de 40 ans.

L'égaliseur de potentiel était un collecteur au radium de forme conique, fabriqué suivant les directives de l'Institut de Physique du Globe, qui m'avait servi au cours de recherches antérieures. Je disposais aussi de deux collecteurs en forme de disques, que j'avais utilisés lors de l'expédition du

Pourquoi-Pas? en 1908-1910, et qui ont toujours conservé une grande sensibilité.

L'égaliseur de potentiel était supporté par une canne d'ébonite de fabrication allemande, et relié sans aucun support intermédiaire à l'électromètre ou à l'électroscope. L'isolement de la canne d'ébonite s'est toujours révélé parfait, sauf pendant les temps humides, où une condensation se produisait à sa surface. C'est la raison pour laquelle je n'observais que par beau temps.

Il ne m'a pas été possible de faire des mesures de réduction au plan, car aucun emplacement dans le voisinage ne me paraissait réunir des conditions meilleures. La terrasse de la maison sur laquelle j'installais mes instruments est située à 110^m de la mer; il n'existe de ce côté aucun obstacle. Du côté de la terre, elle est légèrement dominée par des constructions voisines dont l'influence, sans doute négligeable sur la valeur du champ, ne pourrait en tout cas que le diminuer. Or, comme nous allons le voir, c'est la valeur relativement très grande du champ qui est la caractéristique principale de mes observations.

La moyenne des 269 observations donne un champ par mètre de 366 V pour une altitude de 70^m.

Si l'on ne considère, afin d'éliminer l'influence de la nébulosité, que les observations faites par ciel pur (nébulosité = 0), on a 68 observations dont la moyenne est de 375 V/m.

Par nébulosité égale à 10, 14 observations donnent une moyenne de 300 V/m.

Le champ a été 2 fois inférieur à 150 V, 70 fois inférieur à 300 V, 19 fois supérieur à 600 V, 3 fois supérieur à 1000 V.

Il peut être intéressant de noter les dates où le champ a dépassé 1000 V/m, ainsi que les circonstances météorologiques qui accompagnaient ces observations :

29 janvier, 13^h. — Champ 1050 V; nébulosité 2, cirrus; vent S 2 à 3 (Beaufort); pression barométrique 1038^{mb}; situation générale : anticyclone sur la Suisse.

24 septembre, $12^h 15^m$. — 1200 V; 6, cirro-stratus, alto-cumulus; NNE 3; 1015^{mb}; situation orageuse sur l'ensemble de la France.

7 novembre, $13^h 15^m$. — 1100 V; 2, stratus à l'horizon; SSE 1; 1000^{mb}; dépression sur l'Italie centrale.

La variation annuelle est donnée par le tableau suivant :

	J.	F.	M.	A.	M.	J.	J.	A.	S.	O.	N.	D.
1........	492	474	381	297	276	312	357	288	405	348	381	306
2........	465	474	381	261	297	315	336	249	357	366	420	369

1. Moyenne de toutes les observations.
2. Moyenne des observations par nébulosité = 0.

La variation saisonnière est la suivante :

	Hiver.	Printemps.	Eté.	Automne.
1	424	318	319	378
2	436	314	300	381

L'hiver et l'automne ont des champs nettement plus forts que le printemps et l'été.

M. **Louis de Broglie** dépose sur le Bureau le programme du *Congrès international de Microscopie électronique*, qui se tiendra à Paris, du 14 au 22 septembre 1950.

M. **Stephen Timoshenko** fait hommage à l'Académie des Ouvrages suivants : *Théorie de l'élasticité; Théorie des vibrations; Théorie de la stabilité élastique*, traduits de l'anglais, par A. de Riva-Berni; *Résistance des matériaux*, 2 volumes traduits de l'anglais, par Ch. Laffitte; *Théorie des constructions*, en collaboration avec D. H. Young, traduit de l'anglais, par Francis Schell.

PLIS CACHETÉS.

M. **Charles Pitoiset** demande l'ouverture d'un pli cacheté reçu dans la séance du 10 novembre 1947 et enregistré sous le n° 12357.

Ce pli, ouvert en séance par M. le Président, contient une Note intitulée : *Principe d'une machine à lire par clichés photographiques négatifs* (*à l'usage des aveugles*).

(Renvoi à la Section de Physique générale.)

CORRESPONDANCE.

M. **André Mayer** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section d'Économie rurale, par le décès de M. *Richard Fosse*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Osservatorio geofisico. Trieste. Nuova série. *Pubblicazioni*, n°s 1 à 11.

2° *The Montreal botanical Garden.*

3° *Mémoires du Jardin botanique de Montréal.* Édition française, n°s 1 à 5.

ANNEAUX NON ASSOCIATIFS. — *Sur les conditions pour qu'un anneau soit à puissances commutatives.* Note de M. **Raymond Raffin**, présentée par M. Élie Cartan.

Nous considérons des anneaux non associatifs et nous montrons que, même dans le cas des anneaux de caractéristique zéro, l'ensemble des anneaux à puissances principales commutatives ([1]) est inclus strictement dans l'ensemble des anneaux à puissances commutatives, ce qui implique la présence de relations autres que $x^p x^q = x^q x^p$ dans les conditions minimales ([2]) de commutation des anneaux monogènes.

Si $\mathfrak{A}$ désigne un anneau quelconque, x un élément arbitraire de $\mathfrak{A}$, p et q des entiers naturels arbitraires, il est clair que la condition $x^p x^q = x^{p+q}$ suffit ([3]) pour que $\mathfrak{A}$ soit un anneau à puissances associatives : toute puissance x se réduit alors, en effet, à une puissance principale.

Au contraire, la condition analogue $x^p x^q = x^q x^p$ n'est pas suffisante pour qu'un anneau soit à puissances commutatives même dans le cas des anneaux de caractéristique zéro.

En effet, soit x un élément arbitraire de l'anneau considéré et soit

$$[uv] = uv - vu :$$

1° Lemme 1. — *Si dans un anneau de caractéristique première à 2 on a* $xx^2 = x^3$ *et* $xx^{n-2} = x^{n-1}$, *il en résulte* ([4])

$$(1) \qquad [x^{n-2}x^2] = 2[x^{n-1}x].$$

2° Lemme 2. — *Dans un anneau monogène, à puissances principales commutatives, de caractéristique première à* 30, *tous les commutateurs de degré* < 9 *sont nuls* ([5]).

Le nombre ([2]) des commutateurs de degré 9 est alors $\pi_9 = 46$. Le nombre des *commutateurs principaux* (c'est-à-dire de la forme $[x^p x^q]$) est 4.

3° Les linéarisations ([2]) des relations *indépendantes* (et suffisantes pour l'annulation des commutateurs de degré < 9)

$$[x^{2n}x] = [x^k x^3] = 0 \qquad (n = 1, 2, 3;\ k = 4, 5),$$

dans le cas d'un anneau de caractéristique première à 210, fournissent

---

([1]) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 804.

([2]) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 904.

([3]) A. A. Albert a donné des conditions beaucoup plus faibles, en particulier dans le cas des anneaux de caractéristique zéro (*Transactions of the Am. Math. Soc.*, 64, 1948, p. 554).

([4]) Si les commutateurs de degré $< n$ sont nuls, il existe une ordination naturelle des commutateurs de degré n telle que le second et l'avant-dernier soient doubles respectivement du premier et du dernier.

([5]) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 906, Corollaire.

$p_9^3 + p_9^5 + 2p_9^7 + p_9^8 = 42$ équations, linéaires par rapport aux commutateurs, *linéairement indépendantes* sur [1] et *résolubles* sur [1] en fonction de 4 commutateurs *indépendants*.

4° La relation (1) où l'on fait $n = 7$ montre que parmi ces 4 commutateurs, 3, au plus, peuvent être principaux.

Exemple. — Soit $\mathcal{B}$ un anneau associatif, commutatif et avec un élément unité 1, quelconque, et une algèbre $[a]$, du douzième ordre sur $\mathcal{B}$, ayant comme base

$$a_1 = a, \quad a_2 = a^2, \quad a_3 = a^3, \quad a_4 = a^4,$$
$$a_5 = a^2a^2, \quad a_6 = a^3a^2, \quad a_7 = (a^2a^2)a, \quad a_8 = a^4a^2,$$
$$a_9 = (a^3a^2)a, \quad a_{10} = a^4a^3, \quad a_{11} = (a^4a^3)a, \quad a_{12} = ((a^4a^3)a)a.$$

L'algèbre est définie par la table de multiplication suivante

	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}	a_{11}	a_{12}
a_1	a_2	a_3	a_4	0	a_7	a_9	$-a_8-a_9$	$-a_{10}$	$-a_{10}$	a_{11}	0	0
a_2	a_3	a_5	a_6	a_8	$-2a_8-2a_9$	0	$-2a_{10}$	$2a_{11}$	0	0	0	0
a_3	a_4	a_6	0	a_{10}	$-2a_{10}$	0	$4a_{11}$	0	0	0	0	0
a_4	0	a_8	a_{10}	0	$-6a_{11}$	0	0	0	0	0	0	0
a_5	a_7	$-2a_8-2a_9$	$-2a_{10}$	$-6a_{11}$	$16a_{11}$	0	0	0	0	0	0	0
a_6	a_9	0	0	$-2a_{12}$	0	0	0	0	0	0	0	0
a_7	$-a_8-a_9$	$-2a_{10}$	$4a_{11}$	$6a_{12}$	$-8a_{12}$	0	0	0	0	0	0	0
a_8	$-a_{10}$	$2a_{11}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
a_9	$-a_{10}$	0	$-2a_{12}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0
a_{10}	a_{11}	$2a_{12}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
a_{11}	a_{12}	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
a_{12}	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Les produits d'éléments de base dont la somme des degrés est 9 sont encadrés d'un trait. Ces produits mis à part, la table est symétrique par rapport à sa diagonale principale. Soient $(u, v, \ldots)$ le module engendré par les éléments $u, v, \ldots$; x et y deux éléments quelconques de $[a]$, nous avons :

$$[xy] \in (a_{12}), \quad xx^2 = x^3, \quad xx^4 = x^5 \in (a_{11}, a_{12}).$$

Il en résulte : $x^6 \in (a_{12})$, d'où $xx^6 = x^7 = 0$ et plus généralement $x^n = 0$ si $n > 6$: $[a]$ est donc à puissances principales uniques ([1]). En outre, $[x^4x^3] = 0$. Par suite si, par exemple, $\mathcal{B}$ est de caractéristique zéro, tous les commutateurs de degré < 8 sont nuls. Enfin $x^px^q = 0$ si $p + q > 7$, sauf pour $p = q = 4$, $[a]$ est donc à puissances principales commutatives et cependant $[((x^4x^3)x)x] \neq 0$.

Nous pouvons donc énoncer :

THÉORÈME. — *Si* $\{\mathfrak{A}_3\}$ *et* $\{\mathfrak{A}_5\}$ *désignent* ([1]) *respectivement l'ensemble des anneaux à puissances principales commutatives et l'ensemble des anneaux à puissances commutatives, on a :*

$$\{\mathfrak{A}_3\} \supset \{\mathfrak{A}_5\},$$

cette relation étant encore vraie, si l'on se borne aux anneaux de caractéristique zéro.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les théorèmes de M. Mandelbrojt du type de M. Hadamard dans la théorie des séries de Dirichlet.* Note de M. **Yu Chia-Yung**, transmise par M. Jacques Hadamard.

Dans ses théorèmes du type de M. Hadamard sur la composition des singularités des séries de Dirichlet, M. S. Mandelbrojt (¹) a supposé les deux séries bornées ou d'un certain ordre de croissance à l'extérieur des singularités (« aux singularités près »). Cet auteur a indiqué qu'il serait intéressant de se débarrasser de telles hypothèses; il a d'ailleurs supprimé cette hypothèse sur une des séries données (²). M. H. D. Brunk (³) a entrepris des recherches sur cette question et a obtenu des résultats intéressants. En nous inspirant de la méthode de M. Mandelbrojt, nous pouvons nous appuyer sur le théorème de MM. Schottky-Valiron (⁴) pour supprimer ces hypothèses sur les deux séries données tout en augmentant l'ensemble des singularités possibles de la série composée. Nous exposons ici notre résultat sur le théorème de la première forme de M. Mandelbrojt; nous employons sa terminologie et ses notations.

Supposons que $f(s)=\Sigma a_n e^{-\lambda_n s}$, $\lambda_n \uparrow \infty$, $s=\sigma+it$, avec $|\sigma_A^f|<\infty$, est uniforme dans le « quart de plan » $\sigma>\sigma_1$, $t>t_0$ et que $\varphi(s)=\Sigma b_n e^{-\lambda_n s}$, avec $|\sigma_A^\varphi|<\infty$, est uniforme dans le demi-plan $\sigma>\sigma_1$. Soit $S_f^{\sigma_1, t_0}$ « l'ensemble singulier de $f(s)$ par rapport (⁵) au quart de plan $\sigma>\sigma_1$, $t>t_0$ ». Si $\sigma_1<\sigma_A^f$, choisissons un entier $k\geqq 0$, un nombre $\eta>0$ et deux nombres complexes distincts a et b, et enlevons de l'ensemble

$$E_f^{\sigma_1, t_0}=E_f^{\sigma_1, t_0}[a, b; \eta]=E\{s; f(s)=a \text{ ou } b, \sigma_1<\sigma<\sigma_A^f+\eta, t>t_0\}$$

un sous-ensemble $\mathcal{E}_f^{\sigma_1, t_0}=\mathcal{E}_f^{\sigma_1, t_0}[a, b; \eta, k]$ tel que dans chaque rectangle

$$E\{s; \sigma_1<\sigma<\sigma_f^A+\eta, t_0+n<t\leqq t_0+n+1\} \qquad (n=0, 1, 2, \ldots),$$

il existe au plus k points appartenant à l'ensemble $E_f^{\sigma_1, t_0}-\mathcal{E}_f^{\sigma_1, t_0}$.

Posons $\mathfrak{S}_f^{\sigma_1, t_0}=\mathfrak{S}_f^{\sigma_1, t_0}[a, b; \eta, k\ \mathcal{E}]=S_f^{\sigma_1, t_0}$ si $\sigma_1\geqq\sigma_A^f$, et $=S_f^{\sigma_1, t_0}\cup\mathcal{E}_f^{\sigma_1, t_0}$ si $\sigma_1<\sigma_A^f$. Soit $S_\varphi^{\sigma_2}$ « l'ensemble singulier de $\varphi(s)$ par rapport au demi-plan $\sigma>\sigma_2$ » et soit $\mathfrak{S}_{f,\varphi}^{\sigma_1, t_0; \sigma_2}=\mathfrak{S}_{f,\varphi}^{\sigma_1, t_0; \sigma_2}[a, b; \eta, k, \mathcal{E}]$ la somme composite de $\mathfrak{S}_f^{\sigma_1, t_0}$ et de S_φ^σ. Soient $H_f^+(\sigma_1)$ l'« abscisse finale (+) d'holomorphisme de $f(s)$ dans $\sigma>\sigma_1$ » et $H_\varphi(\sigma_2)$ l'« abscisse d'holomorphisme de $\varphi(s)$ dans $\sigma>\sigma_2$ ».

Si $\sigma_2<\sigma_A^\varphi$, choisissons un entier $l\geqq 0$ et désignons par $P_l=P_l[\varphi, \sigma_2;$

(¹) *Acta Math.*, 50, 1930, p. 1-32 et *The Rice Institute Pamphlet*, 31, Houston, 1944.

(²) *Bull. Soc. Math. France*, 57, 1929, p. 78-103 et *loc. cit.*, *voir* (¹).

(³) *Duke Math. J.*, 12, 1945, p. 1-21.

(⁴) *Annali R. Scoula Norm. Sup. Pisa*, série II, 2, 1933, p. 377 et *Mémorial Sc. Math.*, fasc. 89, 1938, p. 16.

(⁵) *Voir* Mandelbrojt (¹).

$f, \sigma_1, t_0; a, b; \eta, k, \mathcal{E}]$ l'ensemble des points ayant la propriété suivante : Pour que $\gamma \in P_l$, il faut et il suffit que, quel que soit $\varepsilon > 0$, il existe plus de l points distincts $\rho_p = \rho_p(\varepsilon) \in E\{s; \varphi(s) = p, \sigma_2 < \sigma < \sigma_A^\varphi + H_f^+(\sigma_1) - \sigma_1\}$ et des points $\alpha \in \mathcal{S}_f^{\sigma_1, t_0}$ tels que $|\gamma - \alpha - \rho_p| < \varepsilon$ pour toutes les valeurs complexes de p sauf peut-être pour une au plus. Si $\sigma_2 \geqq \sigma_A^\varphi$, posons $P_l = \{0\}$. Notre ensemble P_l est évidemment une généralisation de l'ensemble P de M. Mandelbrojt.

Dans ces conditions, en posant $F(s) = \Sigma a_n b_n e^{-\lambda_n s}$, *nous avons* $\sigma_A^F \leqq \sigma_A^f + \sigma_A^\varphi$; $F(s)$ *est uniforme dans le demi-plan* $\sigma > H_f^+(\sigma_1) + \sigma_2$ *et ses seuls points singuliers possibles dans ce demi-plan se trouvent dans l'ensemble* $\overline{\mathcal{S}_{f,\varphi}^{\sigma_1, t_0; \sigma_2} \cup P_l}$.

Nous démontrons cet énoncé par la méthode de M. Mandelbrojt, mais nous utilisons ici le théorème de MM. Schottky-Valiron au lieu du théorème de Schottky, utilisé par M. Mandelbrojt.

Remarquons que nous pouvons choisir $\mathcal{E}_f^{\sigma_1, t_0}$ de toutes les manières possibles, η étant un nombre positif arbitraire, k et l deux entiers non négatifs quelconques, et a et b deux valeurs complexes distinctes quelconques. D'ailleurs, nous pouvons remplacer t_0 par chaque nombre $t > t_0$. Nous voyons ainsi que les seuls points singuliers possibles de $F(s)$ dans le demi-plan $\sigma > H_f^+(\sigma_1) + \sigma_2$ sont les points d'intersection de tous les ensembles $\overline{\mathcal{S}_{f,\varphi}^{\sigma_1, t_0; \sigma_1} \cup P_l}$, où les paramètres prennent toutes les valeurs possibles.

Si $\sigma_1 = \sigma_2 = -\infty$, $F(s)$ est uniforme dans tout le plan, et nous pouvons obtenir également des renseignements sur les singularités possibles de $F(s)$ dans tout le plan.

Le théorème de MM. Cramér-Mandelbrojt-Bernstein ([6]) et le théorème de la deuxième forme de M. Mandelbrojt du type de M. Hadamard ou de Hurwitz peuvent se traiter d'une manière analogue; en suivant l'ordre d'idées de M. D. V. Widder ([7]), ces derniers théorèmes se transportent aussi immédiatement aux transformées de Laplace-Stieltjes.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur l'itération des transformations analytiques portant sur deux variables complexes.* Note de M. **Michel Hervé**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Cette Note contient quelques propriétés de l'itération d'une transformation intérieure $z_1 = F(z)$ d'un domaine borné univalent D, considérée d'abord sur une variété analytique dans D invariante par $F(z)$, puis dans le domaine D en supposant successivement : que $F(z)$ a un point double non attractif dans D; qu'une itérée de $F(z)$ a un tel point double; qu'il existe au moins une transformation intérieure de D limite d'une suite d'itérées de $F(z)$.

Une transformation (analytique) intérieure de D fait correspondre à chaque point z de D, de coordonnées x, y, un point $z_1 = F(z)$ de D, de coordonnées

---

([6]) V. Bernstein, *Séries de Dirichlet*, Paris, 1933, p. 218.

([7]) *Trans. Amer. Math. Soc.*, 31, 1929, p. 721.

x_1, y_1 fonctions holomorphes de x, y; on supposera que cette transformation *n'est pas un automorphisme* de D. J'appellerai *transformation limite* de l'itération de $F(z)$ la limite (uniforme sur tout compact) d'une suite d'itérées de $F(z)$: $\Phi(z) = \lim_{n_k=\infty} F_{n_k}(z)$; ce n'est pas toujours une transformation intérieure de D : on peut seulement écrire $\Phi(D) \subset \overline{D}$, mais, pour certains domaines D (par exemple une boule, ou un bicylindre $\delta_1 \times \delta_2$, δ_1 et δ_2 étant deux domaines plans) on a, soit $\Phi(D) \subset D$, soit $\Phi(D)$ porté par la frontière de D.

Une variété analytique E dans D ([1]) sera dite *invariante* par la transformation $F(z)$ si $F(E) \subset E$; par exemple si $F(z)$ admet un point double et si les valeurs propres s_1, s_2 de son déterminant fonctionnel en ce point vérifient $0 < |s_2| \leqq |s_1| < 1$ et $s_1^p \neq s_2$ quel que soit l'entier p, il existe ([2]) deux fonctions de Kœnigs $K_1(x, y)$, $K_2(x, y)$ holomorphes sur D, à déterminant fonctionnel $\neq 0$, vérifiant

$$K_1(x_1, y_1) \equiv s_1 K_1(x, y), \tag{1}$$

$$K_2(x_1, y_1) \equiv s_2 K_2(x, y), \tag{2}$$

et chacune des équations $K_1(x, y) = 0$, $K_2(x, y) = 0$ définit une variété invariante; il n'y en a d'ailleurs aucune autre ([3]) si s_2 n'est pas une puissance rationnelle de s_1; si au contraire $s_1^p = s_2^q$, il y en a une infinité d'autres, définies par $[K_1(x, y)]^p + \lambda[K_2(x, y)]^q = 0$. Si $s_1^p = s_2$, il peut arriver que $[K_1(x, y)]^p$ soit la seule fonction vérifiant (2), auquel cas $K_1(x, y) = 0$ est la seule variété invariante.

Les deux énoncés qui suivent étendent aux variétés invariantes des propriétés classiques de l'itération dans un domaine plan :

1° Si $F(E) \subset E$, et s'il existe une transformation limite $\Phi(z)$ telle que $\Phi(E)$ se réduise à un point z_0 de D, donc de E, alors $z_0 = F(z_0)$, et ce point double est attractif pour E, c'est-à-dire que $\lim_{n=\infty} F_n(z) = z_0$ pour tout $z \in E$, uniformément sur $E \cap K$ (quel que soit le compact $K \subset D$), ou encore, pour toute transformation limite $\Phi_1(z)$, $\Phi_1(E) = z_0$.

2° Si $F(E) \subset E$, si E est *irréductible* ([4]), et s'il existe une transformation limite $\Phi(z)$ telle que $\Phi(E)$ comprenne au moins un point de D, donc de E, sans se réduire à ce point, alors la transformation $F(z)$ met la variété E en correspondance biunivoque avec elle-même, ainsi que toute transformation limite $\Phi_1(z)$ telle que $\Phi_1(E)$ comprenne au moins un point de E; si même $\Phi_1(z)$ est une transformation intérieure de D, $\Phi_1(D) = E$. Par suite, s'il y a

---

([1]) H. Cartan, *Ann. Ec. Norm. Sup.*, 61, 1944, p. 149, append. II.

([2]) S. Lattès, *Bull. Soc. math. de France*, 39, 1911, p. 309.

([3]) Plus précisément, il n'y en a aucune dont un point au moins vérifie $K_1 K_2 \neq 0$.

([4]) Ce mot est pris ici dans son sens global; *cf.* note ([1]).

au moins une transformation limite intérieure, une seule variété irréductible peut jouir des propriétés énoncées.

Cas où la transformation $z_1 = F(z)$ a un *point double non attractif* : il passe par le point double une variété irréductible E, non réduite à ce point, invariante par la transformation $F(z)$, mise en correspondance biunivoque avec elle-même par $F(z)$ et par toute transformation limite $\Phi(z)$; si celle-ci est intérieure, $\Phi(D) = E$. La recherche de E au voisinage du point double peut se faire suivant la méthode indiquée par Lattès (5). Comme on ne peut avoir $\overline{E} \subset D$, on retrouve le fait (6) que si, pour un n, $\overline{F_n(D)} \subset D$, la transformation $F(z)$ ne peut avoir de point double non attractif.

Cas où *une itérée* $F_n(z)$ *a un point double non attractif* : si $F_n(O) = O$, et si aucune itérée de rang inférieur à n n'a de point double, les points $F(O) = O_1$, $F(O_1) = O_2$, ..., $F(O_{n-2}) = O_{n-1}$ sont distincts; il existe en général n variétés irréductibles non ponctuelles E, E_1, ..., E_{n-1} telles que $F(z)$ définisse une correspondance biunivoque entre E et E_1, E_1 et E_2, ..., E_{n-1} et E, et que toute transformation limite en définisse une (pour une valeur convenable de p) entre E et E_p, E_1 et E_{p+1}, ..., E_{n-1} et E_{p-1}. On ne peut avoir, pour une transformation limite $\Phi(z)$, $\Phi(D) = E + E_1 + \ldots + E_{n-1}$ que si E, E_1, ..., E_{n-1} se confondent; réciproquement, s'il y a au moins une $\Phi(z)$ intérieure, E, E_1, ..., E_{n-1} se confondent et $\Phi(D) = E$. Pour que E, E_1, ..., E_{n-1} se confondent, il faut et il suffit que O, O_1, ..., O_{n-1} appartiennent à la même composante connexe de l'ensemble des points de D dont la suite des itérées n'a aucun point d'accumulation sur la frontière de D.

Cas où il y a au moins une *transformation limite intérieure* : si c'est une constante z_0, z_0 est point double attractif; sinon, il existe une variété irréductible E, non réduite à un point, mise en correspondance biunivoque avec elle-même par $F(z)$ et par toute transformation limite intérieure $\Phi(z)$, et $\Phi(D) = E$. Ainsi, si, pour un n, $\overline{F_n(D)} \subset D$, il y a un point double attractif, résultat qui étend à deux variables le théorème de Ritt (7).

CALCUL EXPÉRIMENTAL. — *Sur la détermination numérique de fonctions biharmoniques par un procédé analogique.* Note (*) de MM. **Lucien Malavard** et **Jean Boscher**, présentée par M. Joseph Pérès.

On réalise au bassin électrique les deux fonctions harmoniques φ et ψ telle que la fonction biharmonique s'écrive $x\varphi + \psi$. Application à des problèmes d'élasticité plane.

La représentation par analogies rhéoélectriques d'une fonction biharmonique $\Phi(x, y)$ peut être obtenue en utilisant les expressions de $\Phi(x, y)$ au

---

(5) *Thèse*, *Annali di Mat.*, 3e série, 13, 1907, p. 1.

(6) E. Peschl, *Berichte Math. Tagung Tübingen*, 1946, p. 112.

(7) *Annals of Math.*, 22, 1921, p. 157.

(*) Séance du 27 mars 1950.

moyen de deux fonctions harmoniques $\varphi(x, y)$ et $\psi(x, y)$, par exemple l'expression

$$\Phi(x, y) = x\varphi(x, y) + \psi(x, y). \tag{1}$$

On aura à réaliser dans deux bassins électriques identiques, reproduisant le domaine de définition de Φ, les images des fonctions φ et ψ en tenant compte des conditions à la frontière. Le cas le plus usuel est celui où ces données à la frontière sont les valeurs que prennent la fonction Φ et sa dérivée normale $d\Phi/dn$. Ce type de données se présente notamment dans les problèmes d'élasticité plane quand on connaît les forces agissant au contour de la pièce chargée.

Dans ces conditions les fonctions harmoniques φ et ψ doivent à la frontière vérifier les relations

$$x\varphi + \psi = \Phi \tag{2}$$

et

$$\varphi \cos\alpha + x\frac{d\varphi}{dn} + \frac{d\psi}{dn} = \frac{d\Phi}{dn}, \tag{3}$$

α désignant l'angle que fait la normale au contour avec l'axe Ox, Φ et $d\Phi/dn$ étant donnés. On ne peut évidemment de ces relations (2) et (3), déduire des conditions concernant φ et ψ respectivement, de sorte qu'il faut, par approximations successives, procéder au réglage simultané de l'alimentation des deux bassins.

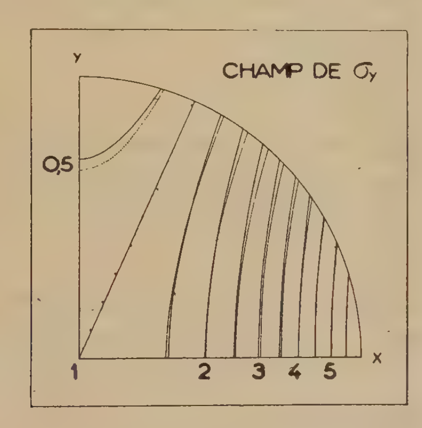
Notons en passant que dans la relation (1), φ et ψ admettent une indétermination d'ailleurs évidente. On évitera toute difficulté pouvant en résulter dans la conduite des approximations successives en introduisant des conditions (par exemple : donnée de φ en deux points du contour) qui suppriment l'indétermination.

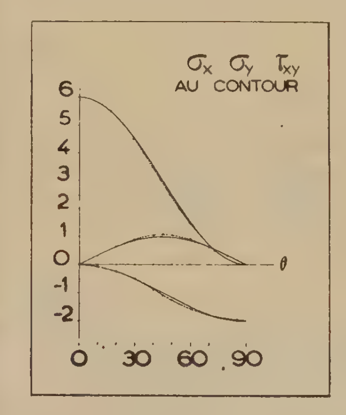
Un cas, très courant, est celui où $\Phi(x, y)$ et le contour frontière (Γ) sont symétriques par rapport à un axe, Oy par exemple. Les fonctions $\varphi(x, y)$ et $\psi(x, y)$, respectivement antisymétrique et symétrique par rapport à Oy, sont alors bien déterminées. Chacun des deux bassins représente la moitié du champ, limité à l'axe Oy, lequel sera matérialisé par un conducteur (dont le potentiel est nul par définition) pour le bassin φ et par un isolant pour le bassin ψ. Sur la frontière du champ les bassins sont munis de petites électrodes régulièrement espacées et d'équidistance ε; l'alimentation de chaque électrode est assurée par l'intermédiaire d'une résistance R dont l'autre extrémité est portée à un potentiel $\bar{\varphi}$ (ou $\bar{\psi}$). Dans ces conditions on reconnaît immédiatement que la relation (3) s'écrit

$$x\bar{\varphi} + \bar{\psi} - A\varphi\cos\alpha - \Phi + A\frac{d\Phi}{dn} = 0, \tag{3'}$$

avec $A = \sigma\varepsilon h R$, σ désignant la conductivité de l'électrolyte et h, sa hauteur.

On est donc ramené à remplir les conditions (2) et (3′) entre les potentiels, *a priori* inconnues, φ, $\bar{\varphi}$ et ψ, $\bar{\psi}$. Les approximations partiront d'une loi plausible des φ, soit φ_1, d'où, d'après (2), la distribution correspondante ψ_1; ces potentiels, une fois établis aux électrodes des deux bassins, on mesurera les $\bar{\varphi}_1$ et les $\bar{\psi}_1$. Les valeurs ainsi obtenues portées dans (3′) font apparaître un second membre qui n'est pas nul, mais égal à un certain résidu δ_1. Les valeurs de ces résidus permettent de corriger la loi admise pour les φ en passant à une seconde approximation φ_2, et ainsi de suite (on peut prendre le plus souvent $\varphi_n = \varphi_{n-1} - k\delta_{n-1}/\text{A}\cos\alpha$, avec $k < 1$). La convergence est assez rapide et le relevé des potentiels $\varphi(x, y)$ et $\psi(x, y)$, définis finalement dans chacun des bassins, permet de déterminer dans tout le champ $\Phi(x, y)$.





La méthode a été éprouvée pour la détermination de la fonction d'Airy dans un disque soumis à des tensions réparties parallèles à Oy et de valeurs en chaque point du contour $8x^2y$. Les symétries permettaient d'utiliser le bassin en quart de cercle (avec 19 électrodes de contour, disposées de 5 en 5 degrés). Les valeurs de Φ obtenues expérimentalement ont été utilisées, par dérivation numérique, pour déterminer les contraintes. Les deux figures donnent d'une part les courbes théoriques et expérimentales (en pointillé) de la contrainte σ_y et d'autre part, au contour de la pièce des trois contraintes σ_x, σ_y, τ_{xy}.

La méthode s'adapte facilement à d'autres problèmes aux limites.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *De l'information.*

Note (*) de M. **Robert Féron**, présentée par M. Émile Borel.

Divers indices peuvent servir à caractériser l'information que nous avons sur une variable aléatoire Y de fonction de répartition $F(y)$. Citons notamment,

(*) Séance du 28 novembre 1949.

l'écart moyen μ, la fluctuation σ^2, le moment typique d'ordre k :

$$m^{(k)} = \min_a \int |y - a|^k dF(y) \quad (^1),$$

l'étendue $L\left(L = \min b - a \text{ quand } \int_a^b dF(y) = 1\right)$.

Les moyennes des écarts moyens liés $\mu_{x_1,\ldots x_p}$, des fluctuations liées $\sigma^2_{x_1,\ldots x_p}$, des moment typiques liés $m^{(k)}_{x_1,\ldots x_p}$ des étendues liées $L_{x_1,\ldots x_p}$ sont inférieurs respectivement à l'écart moyen marginal, à la fluctuation marginale, au moment typique marginal, á l'étendue marginale.

$$(1) \qquad \mathfrak{M}\,\mu_{x_1\ldots x_p} \leqq \mu,$$

$$(2) \qquad \mathfrak{M}\,\sigma^2_{x_1\ldots x_p} \leqq \sigma^2,$$

$$(3) \qquad \mathfrak{M}\,m^{(k)}_{x_1\ldots x_p} \leqq m^{(k)},$$

$$(4) \qquad \mathfrak{M}\,L_{x_1\ldots x_p} \leqq L.$$

1° Si toutes les valeurs équiprobables liées sont uniques, on ne peut avoir le signe = dans (1) que si $\overline{\overline{Y}}_{x_1\ldots x_p} = \overline{\overline{Y}}$ presque certainement.

2° On ne peut avoir le signe = dans (2) que si $\overline{Y}_{x_1\ldots x_p} = \overline{Y}$ presque certainement.

3° Pour $k > 1$, on ne peut avoir le signe = dans (3) que si la valeur typique d'ordre k : $T^{(k)}_{x_1\ldots x_p}$ de la variable liée $Y_{x_1\ldots x_p}$ est presque certainement égale à la valeur typique d'ordre k de Y.

4° On ne peut avoir le signe = dans (4) que si

$$\text{Midrange } Y_{x_1\ldots x_p} = \text{Midrange } Y$$

presque certainement.

Les quantités :

$$C_1 = 1 - \frac{\mathfrak{M}\,\mu_{x_1\ldots x_p}}{\mu}, \qquad C_2 = \eta^2 = 1 - \frac{\mathfrak{M}\,\sigma^2_{x_1\ldots x_p}}{\sigma^2}, \qquad C_k = 1 - \frac{\mathfrak{M}\,m^{(k)}_{x_1\ldots x_p}}{m^{(k)}},$$

$$\mathcal{C} = 1 - \frac{\mathfrak{M}\,L_{x_1\ldots x_p}}{L}$$

définissent de nouveaux indices de concentration. Soient C'_1, C'_2, C'_k, $\mathcal{C}'$ les indices empiriques de concentration correspondants, dans le cas où les x_i ne peuvent prendre qu'un nombre fini de valeurs.

Il suffit que le moment d'ordre 2 de Y existe et que toutes les variables liées n'aient qu'une seule valeur équiprobable pour que C'_1 tende en probabilité vers C_1.

Il suffit que le moment d'ordre 4 de Y existe pour que η'^2 tende en probabilité vers η^2.

---

(1) M. Fréchet a montré qu'on a $m^{(1)} = \mu$, $m^{(2)} = \sigma^2$.

Si k est un entier pair, il suffit que le moment d'ordre $2k$ de Y existe pour que C'_k tende en probabilité vers C_k.

$\mathcal{C}'$ tend en probabilité vers $\mathcal{C}$ sans condition supplémentaire.

L'étendue de la variable aléatoire $Y_{x_1 \ldots x_p}$ ne peut être supérieure à celle de la variable aléatoire Y. Autrement dit, avec cette mesure de l'information un renseignement supplémentaire ne peut nous faire perdre de l'information.

Si les étendues des variables aléatoires Y et Z sont toutes deux infinies nous pourrons néanmoins comparer les étendues L'^{Y}_{N} et L'^{Z}_{N} de deux échantillons de N individus prélevés dans les populations correspondantes. Nous conviendrons de dire que l'étendue de Y est inférieure à celle de Z si $\overline{\overline{L}}'^{Y}_{N}/\overline{\overline{L}}'^{Z}_{N}$ tend vers zéro en probabilité quand $N \to \infty$ et que les étendues de Y et Z sont équivalentes si l'on peut trouver deux constantes positives K et K' telles que :

$$\Pr\left\{ K < \frac{\overline{\overline{L}}'^{Y}_{N}}{\overline{\overline{L}}'^{Z}_{N}} < K' \right\} \to 1$$

quand N tend vers l'infini.

Cette définition est justifiée par le théorème de Elfving ([2]) sur l'étendue empirique L'_n des variables aléatoires Y de fonction de répartition

$$\Phi(y) = \int_{-\infty}^{y} C\, e^{-|y|^{\alpha}}\, dy.$$

Enfin que l'étendue soit finie ou non, nous pouvons définir l'information au moyen de la fonction de concentration de Paul Lévy $C(l)$.

Si $C(l_\eta) = 1 - \eta$, nous conviendrons de dire que l'η-étendue est l_η. Alors, il est aisé de voir que si dans une population nous prélevons un échantillon de N individus, l'η-étendue empirique tend en probabilité vers l'η-étendue théorique quand N tend vers l'infini.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur une classe de fonctions aléatoires.* Note (*) de M. **Maurice Roseau**, présentée par M. Joseph Pérès.

Invariance des moments du second ordre par l'application d'un opérateur linéaire. Cas d'opérateurs unitaires ou hermitiques.

Soit S_t la famille d'opérateurs linéaires définie dans le champ des fonctions aléatoires du second ordre par

$$U(x, t) = S_t U(x) = \int_a^b K(x, \xi; t)\, U(\xi)\, d\xi, \tag{1}$$

([2]) Elfving, *The asymptotical distribution of range in samples from a normal population. Biometrika*, janvier 1947, p. 111-119.

(*) Séance du 27 mars 1950.

en moyenne quadratique et telle que

$$S_t S_{t'} = S_{t'} S_t = S_{t+t'}, \qquad S_0 = 1, \tag{2}$$

on se propose de rechercher les f. a. $U(x)$ telles que le moment du second ordre $m[S_t U(x) \overline{S_t U(y)}]$ soit indépendant de t.

En posant $\varphi(\xi, \eta) = m U(\xi) \overline{U(\eta)}$ tout revient à chercher les fonctions $\varphi(x, y)$ définies positives solutions de l'équation intégrale

$$\varphi(x, y) = \int_a^b \int_a^b K(x, \xi; t) K(y, \eta; t) \varphi(\xi, \eta) \, d\xi \, d\eta. \tag{3}$$

Or, si $\varphi(x, y)$ est une fonction définie positive de carré sommable, l'opérateur linéaire $\Phi f = \int_a^b \varphi(x, y) f(x) \, dx$ est défini partout dans L^2 et est un hermitien positif. De plus si $h_i(x)$ désigne une base orthonormale pour L^2, il résulte de l'inégalité de Parseval que la série $\sum_i \sum_j |\lambda_{ij}|^2$, où l'on a posé $\lambda_{ij} = (\Phi h_i, h_j)$, est convergente

$$\sum_i \sum_j |\lambda_{ij}|^2 < +\infty. \tag{4}$$

Inversement Φ étant un opérateur hermitien positif défini partout satisfaisant à 4 (il est donc en particulier borné), soit $\varphi(x, y)$ la limite forte de $\sum_i \sum_j \lambda_{ij} \overline{h_i(x)} h_j(y)$. On aura, quels que soient f et $g \in L^2$,

$$(\Phi f, g) = \int_a^b \int_a^b f(x) \overline{g(y)} \varphi(x, y) \, dx \, dy,$$

d'où il résulte que $\varphi(x, y)$ est définie positive.

Pour introduire l'opérateur Φ, multiplions les deux membres de (3) par $f(x)$, $\overline{g(y)}$ et intégrons par rapport à x et y. En posant

$$\Sigma_t f = \int_a^b K(x, \xi; t) f(x) \, dx,$$

on voit qu'on peut remplacer (3) par

$$(\Phi f, g) = (\Phi \Sigma_t f, \Sigma_t g) \quad \text{quels que soient} \quad f, g \text{ et } t \tag{5}$$

[A cause de (2) on a $\Sigma_t \Sigma_{t'} = \Sigma_{t'} \Sigma_t = \Sigma_{t+t'} \Sigma_0 = 1$].

Envisageons maintenant les cas suivants :

1° Les opérateurs Σ_t sont unitaires. En désignant par Σ_t^* l'adjoint de Σ_t on a $\Sigma_t^* = \Sigma_{-t}$ et (5) s'écrit $(\Phi f, g) = (\Sigma_{-t} \Phi \Sigma_t f, g)$ d'où $\Phi = \Sigma_{-t} \Phi \Sigma_t$, ou ce qui revient au même $\Sigma_t \Phi = \Phi \Sigma_t$.

Dans les conditions indiquées la famille d'unitaires Σ_t peut se représenter par $\Sigma_t = e^{it\varphi}$, où φ est un hermitien et pour que Φ permute avec les Σ_t, il faut et il suffit qu'il permute avec φ. Tout revient à construire un opérateur hermitien positif Φ permutable avec φ et tel que $\sum_i \sum_j |\lambda_{ij}|^2 < +\infty$ en posant $\lambda_{ij} = (\Phi h_i, h_j)$. Ce problème est toujours possible.

2° Les opérateurs Σ_t sont hermitiques. (5) s'écrit $\Phi = \Sigma_t \Phi \Sigma_t$, d'où l'on tire

$$\begin{matrix} \Phi^2 = \Phi(\Sigma_t \Phi \Sigma_t), & \Sigma_t \Phi^2 = \Sigma_t \Phi \Sigma_t \Phi \Sigma_t, \\ \Phi^2 = (\Sigma_t \Phi \Sigma_t)\Phi, & \Phi^2 \Sigma_t = \Sigma_t \Phi \Sigma_t \Phi \Sigma_t, \end{matrix} \qquad \Sigma_t \Phi^2 = \Phi^2 \Sigma_t,$$

Φ^2 permute avec les Σ_t et il en est de même de sa racine carrée hermitienne positive Φ. Tout revient donc à construire un hermitien positif Φ permutant avec les Σ_t satisfaisant à (4) et vérifiant $\Phi = \Phi \Sigma_t$, quel que soit t.

Pour obtenir des solutions non banales, il est en particulier nécessaire que 1 soit valeur propre pour tous les opérateurs Σ_t.

Remarque. — Les développements qui précèdent s'étendent au cas où l'intervalle al est remplacé par $-\infty +\infty$. La recherche porte alors sur des fonctions $\varphi(xy)$ définies positives et de carré sommable dans tout le plan. Il y a lieu de supposer aussi que l'opérateur Σ_t est défini partout dans L^2.

Dans le cas particulier où $K(x, \xi, t) = (1/\sqrt{2\pi t})\, e^{-(x-\xi)^2/2t}$, on est dans le second cas visé ci-dessus, et il est immédiat que la condition nécessaire qui vient d'être indiquée n'est pas remplie.

MÉCANIQUE. — *Étude de l'influence des temps de propagation sur la stabilité des servo-mécanismes régulateurs par la méthode de fusion des racines.* Note (*) de M. **Pierre-Louis Dubois-Violette**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous utilisons la méthode de fusion des racines pour étudier l'influence des phénomènes de propagation sur la stabilité des servo-mécanismes régulateurs. Nous précisons les résultats dans le cas pratiquement important où l'installation peut être caractérisée par une seule constante de temps.

1. Nous supposerons que les variations imposées par le régulateur à la grandeur de réglage se répercutent sur l'écart de la grandeur réglée après une propagation sans déformation de décalage τ sensiblement constant. Dans ces conditions, le rapport de transmission de l'installation ([1]) reliant les variations relatives de ces deux grandeurs, se trouve multiplié par le facteur $e^{-p\tau}$ et le polynôme $f(p)$ ([1]) est remplacé par la fonction $f(p)e^{p\tau}$. Il est possible

(*) Séance du 3 avril 1950.

([1]) P.-L. Dubois-Violette, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1380.

d'approcher cette fonction par le polynôme

$$f(p)\left[1+\frac{p\tau}{1!}+\frac{(p\tau)^2}{2!}+\ldots+\frac{\tau^n p^n}{n!}\right],$$

avec toute la précision désirée en prenant n assez grand. La méthode décrite précédemment peut donc être appliquée à ce cas nouveau. Cette étude intéresse en particulier certains circuits de régulation dans lesquels le débit d'un fluide est pris comme grandeur de réglage : citons par exemple le contrôle automatique des concentrations, les réglages de température par circulation d'un fluide chaud ou froid.

D'autre part, il arrive fréquemment que le polynôme $f(p)$ relatif à de telles installations ait une forme très simple $(1/G_0)(Tp+1)$, où T désigne alors la constante de temps de l'installation considérée. La méthode de fusion des racines va alors nous permettre de préciser les limites d'utilisation des différentes classes de régulateurs.

2. Les deux polynômes $A(\omega)$ et $B(\omega)$ définis à partir de $(1/G_0)(Tp+1)e^{p\tau}$ s'écrivent

$$G_0 A(\omega)=\left(1+\frac{\tau^2\omega^2}{2!}+\ldots\right)-T\omega\left(\tau\omega-\frac{\tau^3\omega^3}{3!}+\ldots\right)\simeq\cos\tau\omega-T\omega\sin\tau\omega,$$

$$G_0 B(\omega)=T\left(1-\frac{\tau^2\omega^2}{2!}+\ldots\right)+\left(1-\frac{\tau^3\omega^2}{3!}+\ldots\right)\simeq T\left[\cos\tau\omega+\frac{1}{T\omega}\sin\tau\omega\right]$$

ou

$$G_0 A(x)\simeq\cos x-\lambda x\sin x \qquad \text{et} \qquad G_0 B(x)\simeq T\left(\cos x+\frac{1}{\lambda x}\sin x\right),$$

car il est commode d'utiliser pour la discussion, les variables $\tau\omega=x$ et $\lambda=T/\tau$.

a. En l'absence de réglage, on vérifie sans peine l'entrelacement des racines de $A(x)$ et $B(x)$ dont la disposition permet de montrer la stabilité de l'installation.

b. Réglage proportionnel. — Désignons par r_0 la valeur du taux de régulation qui provoque l'apparition d'oscillations entretenues; on trouve facilement la valeur de r_0 en appliquant la méthode que j'ai proposée dans une Note précédente ([1]) : c'est $(1/G_0)\sqrt{1+\lambda^2 x_0^2}$, où x_0 est la plus petite racine de $B(x)$; cette racine x_0 passant de π à $\pi/2$ quand λ croît de zéro à l'infini, les oscillations qui apparaissent lorsque $r=r_0$ ont donc une période comprise entre 2τ et 4τ.

L'expression de r_0 montre que le réglage proportionnel seul, ne fournit de résultat appréciable que lorsque λ est grand devant l'unité, c'est-à-dire lorsque la durée de la propagation est nettement inférieure à la constante de temps de l'installation.

c. Réglage dérivé. — La disposition des courbes $y=A(x)$ et $y=B(x)$ permet d'établir qu'un réglage par action dérivée négative ($h>0$) ajouté à

l'action proportionnelle favorise la stabilité sans toutefois modifier de façon importante la limite d'accrochage.

d. Réglage intégral. — Discutons l'efficacité du réglage par action intégrale dans les deux cas limites $\lambda \ll 1$ et $\lambda \gg 1$.

1° $\lambda \ll 1$. — L'action intégrale se traduit, on le sait (²), par l'introduction d'un terme en k/p dans $R(p)$, pour lequel nous emploierons la notation commode $k = \alpha/G_0 T$. Étudions l'entrelacement des racines de $y = G_0 A(x)$ avec les projections sur Ox des points d'intersection des courbes $y = G_0 B(x)/T$ et $y = \alpha/\lambda^2 x^2$. Si le réglage proportionnel est complètement absent ($r = 0$), α doit rester inférieur à $1,5\lambda$ environ, et la constante de temps $1/kG_0 = T/\alpha$ caractérisant la rapidité de l'action régulatrice doit être prise supérieure à $2\tau/3$ secondes.

Par contre, si l'on maintient une action proportionnelle et si l'on ajuste au mieux son taux r, soit ici au voisinage de 0,5, il est possible de repousser la limite de α jusqu'à 2λ environ et par conséquent, de réduire la constante de temps du réglage intégral à $\tau/2$ secondes environ, gagnant ainsi 30 % dans sa rapidité d'action. Ce résultat confirme une observation générale indiquée dans une Note précédente (*a*, 1°).

Le réglage ainsi obtenu ne peut être acceptable que si les perturbations sont lentement variables en regard de τ. S'il existe des paramètres dont les variations sont à la fois rapides et fortement ressenties par la grandeur réglée, il est indispensable de les stabiliser individuellement; la théorie confirme sur ce point l'expérience empirique.

2° $\lambda \gg 1$. — Le réglage proportionnel seul serait alors efficace, en l'absence de toute autre action régulatrice, puisque l'accrochage ne s'introduit que pour $r_0 \simeq 1,6\lambda$ environ. Cette limite peut d'abord être repoussée de 25 % environ par l'adjonction d'une correction dérivée *optimum* (¹) correspondant à la valeur $h_1 = 0,5\,T$ secondes, mais il est plus avantageux, ici encore, de limiter l'action proportionnelle à $r_0/3$ environ, et de lui superposer une action intégrale dont la constante de temps peut être abaissée, dans ces conditions à $1,8\,\tau/\lambda$ secondes; enfin, un ultime correctif peut être trouvé par l'adjonction d'une action dérivée de taux $h \simeq 0,5\,T$. On remarquera que la correction intégrale peut dans ce cas être poussée très loin.

MÉCANIQUE ANALYTIQUE. — *Sur certains systèmes non holonomes.* Note de M. **Henri Pailloux**, présentée par M. Jean Chazy.

En Mécanique rationnelle on considère souvent des systèmes matériels *linéairement non holonomes.* La position de tout point du système s'exprime

(²) P.-L. Dubois-Violette, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1448.

a priori à l'aide de n paramètres q_k et du temps t; mais ces n paramètres ne sont pas indépendants, ils sont reliés par m conditions dites non holonomes, et qui sont linéaires par rapport aux dérivées q'_k. Nous considérons ici le cas où *les relations non holonomes*, soient

$$(1) \qquad \varphi_h(q_k, q'_k, t) = 0 \qquad (h = 1, 2, \ldots m):$$

ne sont pas linéaires par rapport aux dérivées q'_k. Les liaisons sont supposées *parfaites* (1) : tout déplacement virtuel où elles sont vérifiées n'introduit aucun travail de liaison.

Nous partons du principe d'Hamilton

$$(2) \qquad \int_{t_0}^{t_1} (\delta\mathcal{T} + \delta\mathrm{T})\, dt = 0,$$

$\delta\mathcal{T}$ désigne le travail des forces dans le déplacement virtuel correspondant aux variations δ, $\delta\mathrm{T}$ est la variation de force vive quand on passe de la trajectoire réelle du système matériel à une trajectoire variée, qui aux deux instants fixes t_0 et t_1 a les mêmes extrémités.

Si l'une des relations (1) est linéaire par rapport aux dérivées q'_k, on peut en déduire par application du principe du travail virtuel une relation entre les variations δq_k, soient

$$a_1 q'_1 + \ldots + a_n q'_n + b = 0 \qquad \text{et} \qquad a_1 \delta q_1 + \ldots + a_n \delta q_n = 0;$$

puis selon la méthode classique de formation des équations de Lagrange, on multiplie cette relation par une fonction indéterminée λ, on intègre la relation obtenue entre t_0 et t_1, et l'on ajoute le résultat à la relation (2). Un tel procédé n'est plus applicable si toutes les relations (1) ne sont pas linéaires par rapport aux dérivées q'_k.

Dans ce cas, différentions les m relations (1) à temps constant

$$\sum_k \left(\frac{\partial\varphi_h}{\partial q_k} \delta q_k + \frac{\partial\varphi_h}{\partial q'_k} \delta q'_k \right) = 0 \qquad (k = 1, 2, \ldots m);$$

multiplions la relation obtenue par la fonction indéterminée λ_h, et intégrons le produit entre les instants t_0 et t_1, comme dans l'intégrale d'Hamilton. Effectuant une intégration par parties, où la partie intégrée est nulle parce que les variations δq_k sont nulles aux instants t_0 et t_1, formons m relations qui, ajoutées à la transformation classique de l'intégrale d'Hamilton, donnent la

---

(1) Cf. *Mémorial des Sc. Math.*, I, p. 39 : Appell considère une telle liaison, où le travail virtuel de la force de liaison est nul dans le déplacement réel, *mais différent de zéro dans un déplacement virtuel compatible avec la liaison*; cette liaison n'est donc pas *parfaite* au sens indiqué ici.

relation

$$(3) \qquad \int_{t_0}^{t_1} \sum \left[\frac{\partial T}{\partial q_k} - \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial T}{\partial q'_k}\right) + Q_k + \lambda_h \frac{\partial \varphi_h}{\partial q_k} - \frac{d}{dt}\left(\lambda_h \frac{\partial \varphi_h}{\partial q'_k}\right) \right] \delta q_k \, dt = 0,$$

où la somme est étendue à toutes les valeurs de k et de h.

Comme il existe $n-m$ paramètres q_k indépendants, soient $q_{m+1}, \ldots, q_n$, nous déterminons les m fonctions λ_h en posant les m relations

$$(4) \qquad \frac{\partial T}{\partial q_k} - \frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial q'_k} + Q_k + \sum_h \left[\lambda_h \frac{\partial \varphi_h}{\partial q_k} - \frac{d}{dt}\left(\lambda_h \frac{\partial \varphi_h}{\partial q'_k}\right) \right] = 0 \qquad (k = 1, 2, \ldots, m).$$

Nous appliquons ensuite le raisonnement habituel; les variations $\delta q_{m+1}, \ldots, \delta q_n$ sont indépendantes, donc leurs coefficients dans l'intégrale (3) sont identiquement nuls, ce qui donne $n-m$ autres relations de la forme (4) : d'où, au total, n relations que plus rien ne distingue l'une de l'autre, et qui avec les m relations (1) déterminent les n paramètres q_k et les m multiplicateurs λ_h.

La méthode s'étend aux relations non holonomes où interviennent les dérivées secondes, de la forme

$$(5) \qquad \varphi(q_k, q'_k, q''_k, t) = 0.$$

Si une telle relation est linéaire par rapport aux dérivées secondes :

$$a_1 q''_1 + \ldots + a_n q''_n + b = 0,$$

où les a et b sont des fonctions des q_k, q'_k et de t, on déduit la relation

$$a_1 \delta q'_1 + \ldots + a_n \delta q'_n = 0,$$

qu'on multiplie par une fonction indéterminée, et comme précédemment on intègre le résultat obtenu par rapport au temps.

Si les dérivées secondes ne figurent pas linéairement dans toutes les relations (5), nous avons à temps constant la relation

$$\sum_k \left(\frac{\partial \varphi}{\partial q_k} \delta q_k + \frac{\partial \varphi}{\partial q'_k} \delta q'_k + \frac{\partial \varphi}{\partial q''_k} \delta q''_k \right) = 0.$$

Comme plus haut nous multiplions cette relation par une fonction indéterminée λ, et nous intégrons le produit entre les instants t_0 et t_1. Par deux intégrations par parties successives, et avec les hypothèses convenables, nous constatons qu'il suffit d'ajouter dans les équations de Lagrange, aux fonctions Q_k, pour chaque relation (5), non plus les deux termes des équations (4), mais trois termes

$$\lambda \frac{\partial \varphi}{\partial q_k} - \frac{d}{dt}\left(\lambda \frac{\partial \varphi}{\partial q'_k}\right) + \frac{d^2}{dt^2}\left(\lambda \frac{\partial \varphi}{\partial q''_k}\right),$$

dont la forme est bien connue en calcul des variations.

Si les relations non holonomes considérées sont des deux sortes, linéaires ou non par rapport aux dérivées premières ou secondes, on les traite séparément, en appliquant, selon le cas, l'une ou l'autre des méthodes précédentes.

HYDRAULIQUE. — *Études expérimentales sur la houle. Nouveau procédé de génération.* Note de MM. **Jean Larras** et **Jean Laurent**, présentée par M. Henri Villat.

Description d'un nouveau système de génération de la houle artificielle en laboratoire, qui permet d'obtenir des houles absolument pures, et d'éviter la réflexion, sur le générateur, d'ondes ayant subi une première réflexion sur des obstacles réfléchissants. Résumé des premiers résultats obtenus, grâce à l'emploi de cet appareil, dans les recherches systématiques poursuivies sur les propriétés de la houle, et ses lois de similitude.

Les propriétés de la houle ont donné lieu à de nombreuses études théoriques qui ont abouti à diverses formules comportant toutes une certaine part d'approximation.

Il nous a paru nécessaire de confronter, avec les phénomènes eux-mêmes, les résultats obtenus en appliquant ces diverses formules. A cet effet, nous avons réalisé, au Laboratoire Central d'Hydraulique, un canal expérimental auquel nous avons donné des dimensions suffisantes pour réduire l'importance des extrapolations, et permettre des mesures d'une haute précision, en éliminant pratiquement toutes les causes d'erreurs pouvant résulter de phénomènes parasites.

Ce canal a 64^{m} de longueur, 1^{m} de largeur et $1^{m},20$ de profondeur. L'une de ses parois latérales est constituée par des glaces transparentes régnant sur toute sa longueur.

Des dispositions ont été prises pour donner au fond du canal la pente que l'on désire.

Un chariot électrique peut se déplacer le long du canal, soit au-dessus de celui-ci, soit devant sa face vitrée, dans le but de photographier ou de cinématographier les phénomènes. La vitesse du chariot peut être réglée de façon à suivre une lame pendant son déplacement.

Le principal problème à résoudre portait sur la réalisation du générateur de houle. Il était, en effet, essentiel, d'une part, de produire une houle aussi pure que possible et, d'autre part, d'éviter la réflexion sur l'appareil générateur, des ondes ayant subi une première réflexion sur des obstacles réfléchissants.

Cette nécessité avait d'ailleurs fait l'objet des préoccupations de certains chercheurs, qui avaient proposé diverses solutions, dont aucune ne s'est avérée pleinement satisfaisante.

Nous avons été amenés à réaliser un générateur de houle à éléments souples, sans pouvoir réfléchissant. L'appareil, actuellement construit, constitue un

ensemble complexe comportant un volet disposé à l'une des extrémités du canal, associé à des éléments souples suspendus verticalement en travers du canal.

Le volet est animé, au moyen d'une bielle commandée par un excentrique à excentrement réglable, d'un mouvement de va-et-vient correspondant à une oscillation sinusoïdale autour d'un axe vertical virtuel.

Le réglage de l'excentrement, et de la vitesse de rotation permet d'obtenir des houles d'amplitude et de période voulues

Entre la bielle de commande et le volet est iutercalé un mécanisme dont la conception cinématique est telle que l'on peut régler à volonté la position de l'axe virtuel d'oscillation, depuis l'infini au-dessous du fond du canal (dans ces conditions, le mouvement du volet se réduit à une translation alternative), jusqu'à une certaine hauteur au-dessus de ce fond. Lorsque l'axe virtuel coïncide avec le fond, on obtient un mouvement oscillant classique.

En réglant convenablement la hauteur de l'axe virtuel, l'amplitude d'oscillation du volet correspond, très approximativement, pour toutes les profondeurs, à la longueur de l'axe horizontal des orbites de la houle. On produit donc ainsi une houle aussi voisine qu'il est possible de la houle théorique de Airy.

Le mouvement imprimé à l'eau par ce volet provoque une mise en mouvement des éléments souples consécutifs, de telle sorte qu'il joue le rôle d'un excitateur de mouvement, celui-ci se transmettant aux éléments suivants, dont le dernier se comporte, en fait, comme le véritable générateur. Remarquons, en passant, que les différentes tranches d'eau délimitées par deux éléments souples consécutifs présentent des déphasages successifs.

Ce sont ces éléments souples qui étouffent les ondes réfléchies sur un obstacle disposé dans le canal, en les empêchant de se réfléchir à nouveau.

Les différentes caractéristiques de cet ensemble d'éléments doivent être adaptées aux propriétés de la houle à produire.

L'appareil est maintenant tout à fait au point. Son efficacité est attestée par le fait qu'il permet d'obtenir, lorsque l'on dispose en travers du canal une paroi verticale, parfaitement réfléchissante, *un clapotis pur et très cambré qui se conserve indéfiniment.*

Ce résultat nous paraît n'avoir jamais encore été atteint.

Notre générateur permet d'étudier les conditions de déferlement de la houle en fonction des nombreux paramètres dont il dépend : pente et rugosité du fond, viscosité du liquide, profondeur d'eau, longueur d'onde, cambrure de la houle, etc..

Parmi les résultats, déjà obtenus au cours de nos essais, et dont les détails seront publiés ultérieurement, figurent notamment ceux relatifs à des déferlements sur une pente de un degré.

Pour différentes valeurs de la cambrure, nous avons tracé les courbes représentant la variation de la profondeur de déferlement (profondeur d'eau au repos à l'endroit où se produit le déferlement), en fonction de l'amplitude de la houle au large. Ces courbes, quelle que soit la cambrure de la houle, sont des droites passant par l'origine.

Le rapport entre la profondeur de déferlement et l'amplitude de la houle au large est donc constant, pour une cambrure déterminée. Ne variant qu'avec la cambrure (grandeur relative), il est indépendant de l'échelle. Ceci permet de conclure que les lois de similitude géométrique sont vérifiées en ce qui concerne la profondeur de déferlement.

Notre système de génération de la houle peut être aussi très avantageusement utilisé dans toutes les maquettes d'études portuaires comportant la représentation de la houle.

NAVIGATION ASTRONOMIQUE. — *Le point astronomique simplifié dans les régions polaires.* Note (*) de M. **Pierre Hugon**, présentée par M. Donatien Cot.

La présente Note traite d'un nouveau procédé permettant d'obtenir par lecture directe les éléments nécessaires au tracé de la droite de hauteur dans les régions polaires de faible colatitude, par le moyen d'un nombre réduit de tableaux à trois arguments, dont l'un est cette colatitude auxiliaire, l'autre la différence arrondie entre la hauteur vraie de l'astre et sa déclinaison et le troisième la hauteur arrondie de l'astre.

Les exigences d'une actualité récente ont orienté l'attention des navigateurs aériens vers les régions polaires pour des fins à la fois, commerciales, scientifiques et stratégiques. Ainsi, le navigateur aérien effectuant de longs parcours au-dessus des régions de haute latitude, réduit le plus souvent à la seule ressource d'une localisation astronomique, recherche, en raison des dures conditions matérielles et humaines rencontrées, un moyen simple et rapide d'exploiter une observation d'astre, déjà obtenue à grands efforts.

La solution présentée ci-dessous consiste à lui fournir, dans une région s'étendant à moins de 10° du pôle, une lecture directe de l'angle au pôle $AHao - G = g$ compté de 0 à 180° dans l'Est ou dans l'Ouest et de l'azimut Z, dans un carton à trois arguments, colatitude auxiliaire c, hauteur arrondie de l'astre H et enfin différence $\varepsilon = H - D$, D étant la déclinaison de l'astre, tous ces éléments étant arrondis au degré.

Les lectures g et Z sont obtenues par la résolution des analogies de Neper sur la sphère. Posant

$$(1) \qquad \operatorname{tg}\frac{c}{2}\operatorname{tg}\left(H - \frac{\varepsilon}{2}\right) = \operatorname{tg}A, \qquad (2) \quad \operatorname{cotg}\frac{c}{2}\operatorname{tg}\frac{\varepsilon}{2} = \operatorname{tg}B.$$

(*) Séance du 12 avril 1950.

On obtient

(3) $\operatorname{tg}(45-\mathrm{A})\operatorname{tg}(45-\mathrm{B})=\operatorname{tg}^2\frac{g}{2}$, (4) $\frac{\operatorname{tg}(45-\mathrm{A})}{\operatorname{tg}(45-\mathrm{B})}\operatorname{tg}^2=\frac{\mathrm{Z}}{2}$.

Équation du cercle de hauteur sur la sphère. — Les éléments ε et H déterminent complètement le cercle de hauteur de l'observateur. En effet, si α est le fuseau qui contient le cercle et c_1 la colatitude du parallèle de contact. On a (*fig.* 1)

(5) $$\frac{\operatorname{tg}\frac{\varepsilon}{2}}{\operatorname{tg}\left(\mathrm{H}-\frac{\varepsilon}{2}\right)}=\operatorname{tg}^2\frac{c_1}{2},$$ (6) $$\operatorname{tg}\frac{\varepsilon}{2}\operatorname{tg}\left(\mathrm{H}-\frac{\varepsilon}{2}\right)=\operatorname{tg}^2\left(45-\frac{\alpha}{2}\right).$$

L'équation du cercle de hauteur s'écrit

(7) $$\frac{\operatorname{tg}^2\frac{c_1}{2}}{\operatorname{tg}^2\frac{c}{2}}-\frac{2\operatorname{tg}\frac{c_1}{2}}{\operatorname{tg}\frac{c}{2}}\frac{\cos g}{\cos\alpha}+1=0.$$

Posant $[\operatorname{tg}(c_1/2)]/[\operatorname{tg}(c/2)]=\operatorname{tg}[45-(y_1/2)]$, on obtient la forme la plus simple de l'équation du cercle de hauteur sur la sphère

(8) $$\cos y_1=\frac{\cos\alpha}{\cos g}.$$

Sur la projection stéréographique polaire réputée comme la plus appropriée

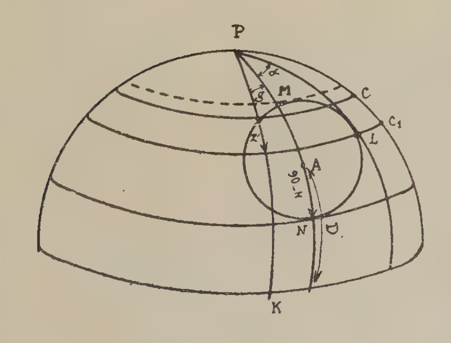


Fig. 1.

colatitude : 10°

ε = H–D / H	1° g	1° z	2° g	2° z	....	10° g	10° z
10	83°26,4	94°53,4	77°43	100°43',8	....	0	180
20	82°30,6	93°57',4	76°43',8	99°48',6	....	0	180
30	81°27',6	93°53',8	75°47',0	98°46',4	....	0	180

Fig. 2.

à la navigation polaire, les rayons vecteurs du pôle ont même mesure que $2\operatorname{tg}(c/2)=\rho$. On voit de suite que si ρ' et ρ'' sont les racines en ρ de l'équation (7)

$$\rho_1^2=\rho'\times\rho'' \quad \text{et} \quad \operatorname{tg}\left(45-\frac{y_1}{2}\right)=\frac{\rho_1}{\rho}.$$

Sur le canevas de Mercator peu indiqué près du pôle, les relations générales déduites de l'équation (7) sont cependant intéressantes : $\lambda y_1 = \lambda c - \lambda c_1$ avec λ = latitude croissante et $\lambda y_1 = \mathrm{L\,tg}[45 + (y_1/2)]$.

Sur tous les cercles de hauteur inscrits dans le même fuseau, le long d'un méridien de longitude g, on a : $\lambda y_1 = \text{const.}$

Exploitation et forme des tables. — Les valeurs de g et Z lues dans les tableaux conduisent au tracé de la droite de hautenr à partir d'un point auxiliaire de colatitude c voisine de l'estime, en prenant comme intercept le résidu en minutes inférieur à 30 de la différence entre la hauteur réelle H_v résultant de l'observation et la différence $\varepsilon = H - D$ arrondie au degré. Près du pôle, c et ε sont de petits angles limités à 10°, ε est connu par la différence H — D arrondie, c'est-à-dire par le sextant et l'almanach (*fig.* 2).

Les Tables sont composées en principe de 10 tableaux relatifs à 1° de colatitude chacun, mais à moins de 5° du pôle ils peuvent être groupés sur une seule page. L'argument vertical est la différence $\varepsilon = H - D$ exprimée en degrés ronds et limitée à la valeur de c, soit 10 colonnes à la latitude de 80°. L'argument horizontal est la hauteur approchée H en degrés ronds présentée avec de très larges intervalles en raison de la faible influence de H qui ne joue que sur les termes du 2e ordre en g.

En résumé, il n'y a pas d'interpolation pour l'argument $H - D = \varepsilon$, l'intercept égal au résidu $H_v - (H - D)$, en tenant lieu et pour une navigation aérienne courante on apprécie à vue immédiatement les faibles écarts sur g résultant d'un écart sur H.

Cercles de hauteur de 2e espèce. — Les Tableaux ne correspondent qu'à des différences H — D positives, c'est-à-dire à des cercles de hauteur dits de *première espèce* qui ne contiennent pas le pôle. On sait que dans le cas où $D > H$, le pôle est à l'intérieur du cercle de hauteur et qu'il y a équivalence complète des éléments à condition de permuter les éléments g et Z. C'est ce que l'on fera entre les colonnes des tableaux.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur les mélanges de champs mésiques.* Note (*) de M. **Claude Marty**, présentée par M. Frédéric Joliot.

1. Il est bien connu qu'à l'approximation statique aucun des quatre types de champs mésiques (scalaire, vectoriel et leurs duals) utilisé couramment ne peut rendre compte des états stationnaires du deuteron. Møller et Rosenfeld [1] ont alors montré que l'on obtenait une théorie plus satisfaisante en employant un mélange de champs pseudoscalaire et vectoriel symétriques.

(*) Séance du 12 avril 1950.

(1) C. Møller et L. Rosenfeld, *Det. Kgl. Vid. Selsk.*, 17, 1940, n° 8.

Toutefois il a été mis en évidence par la suite [2] que les effets relativistes réintroduisent dans le cas du champ vectoriel des singularités inadmissibles en $1/r^3$. Pour le champ pseudoscalaire rien d'analogue ne se produit si bien que la théorie symétrique de Møller et Rosenfeld ne peut être tenue pour valide, même au premier ordre des vitesses.

La question reste donc ouverte de savoir s'il existe un mélange de champs mésiques qui puisse rendre compte des propriétés fondamentales du deuteron.

Dans ce qui suit on envisage le problème à l'approximation de Born, en négligeant tout phénomène de réaction du champ.

2. Pour une variance et un spin donnés, on pourra construire deux théories neutres, une chargée et une symétrique, soit au total 16 champs différents. Ces seize théories ne peuvent être arbitrairement combinées entre elles. On exclura *a priori* les mélanges de champs neutres qui ne rendent pas compte de l'existence de mésons π positifs ou négatifs, ou de champs chargés qui donnent des interactions trop fortement dissymétriques entre neutron-proton (N-P) ou proton-proton (P-P). De plus on ne peut adjoindre comme nous l'avons vu, un champ pseudoscalaire à un champ vectoriel. On s'est alors limité aux combinaisons de champs de spin *o* entre eux, deux à deux.

Les mélanges utilisés ont été testés suivant une méthode déjà indiquée [3], par comparaison des sections efficaces de diffusion nucléon-nucléon auxquelles ils conduisent, avec les résultats expérimentaux de chocs N-P à 90 MeV.

On calculera les valeurs des rapports $dS(\pi)/dS(0)$ et $dS(\pi)/dS(\pi/2)$ que l'on comparera aux résultats expérimentaux [4]

$$\frac{dS(\pi)}{dS(0)} = 1,1 \qquad \frac{dS(\pi)}{dS\left(\frac{\pi}{2}\right)} = 3,6. \tag{1}$$

Ces valeurs numériques ne sont d'ailleurs pas critiques et peuvent varier notablement sans changer les conclusions qui suivent.

3. On superposera alors à un champ chargé ou symétrique de mésons de masse 286, un champ neutre dont on essayera d'ajuster les caractéristiques pour retrouver les valeurs (1).

Les résultats sont les suivants : il n'existe aucun mélange de champ de spin *o* et du type ci-dessus qui puisse rendre compte de (1). Cette conclusion, déjà connue pour les théories pseudo-scalaires [3], est vraie également dans le cas scalaire-scalaire et scalaire-pseudoscalaire, à la condition qu'on regarde

---

(2) L. VAN HOVE, *Phys. Rev.*, 75, 1949, p. 1519; C. MARTY, *Nature*, 165, 1950, p. 361.

(3) C. MARTY et J. PRENKTI, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 54.

(4) J. HADLEY, E. KELLY, C. LEITH, E. SEGRÉ, C. WIEGAND et H. YORK, *Phys. Rev.*, 75, 1949, p. 351; M. BRUECKNER, W. HARTSOUGH, E. HAYWARD et W. M. POWELL, *Phys. Rev.*, 75, 1949, p. 555.

la différence de masse ΔM entre proton et neutron comme rigoureusement nulle ([5])

4. Dans le cas du champ scalaire, si $\Delta M \neq 0$, on trouve que l'élément de matrice de transition d'un nucléon, d'un état décrit par le spineur $\varphi(a)$, à un état $\varphi(b)$ est du type

$$\bar{\varphi}(b)\left\{f_1\tau \pm i f_2 \frac{\Delta M}{\chi}(\tau_3\tau - \tau\tau_3)\right\}\varphi(a) \tag{2}$$

où f_1 et f_2 sont les coefficients de couplage entre mésons de masse χ et nucléons, τ les matrices habituelles de spin isotopique. On voit que (2) n'est pas le même suivant que l'on a affaire à une transition P — P ou N — P. En regardant alors le terme $f_2 \Delta M/\chi$ comme apportant une petite perturbation aux interactions en f_1, on peut espérer expliquer ainsi les légères différences entre les potentiels d'interaction N — P et P — P ([6]). On a donc essayé si une théorie scalaire symétrique avec $\Delta M \neq 0$ permet de retrouver les couples de valeurs (2). Le résultat est négatif.

5. Au total, on voit donc que les phénomènes de collision fournissent à eux seuls une méthode rapide pour contrôler la valeur pratique des théories mésiques. Appliqués au cas de combinaisons de champs de spin o, couplés deux à deux, ils permettent, à l'approximation de Born, de rejeter tout mélange de champs chargés ou symétriques dont le méson associé a une masse 286 et de champs neutres à caractéristiques arbitraires.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *La théorie de la radioactivité β utilisant une combinaison linéaire des invariants relativistes pour l'Hamiltonien d'interaction.* Note (*) de MM. **Sybren R. de Groot** et **Hendrik A. Tolhoek**, présentée par M. Frédéric Joliot.

La théorie de la radioactivité β est développée pour un Hamiltonien contenant une combinaison linéaire des cinq invariants relativistes. Le rapport avec l'expérience est discuté. On montre qu'on supprime les termes en $1/E$ (où E est l'énergie de l'électron), quand on admet le principe que l'émission β^+ et β^- sont complètement symétriques.

La théorie de la radioactivité β peut être développée à l'aide de chacun des cinq invariants relativistes de la théorie de Dirac pour l'Hamiltonien d'interaction entre les nucléons et les leptons. Cependant les combinaisons linéaires de ces invariants satisfont aussi à la condition d'invariance relativiste. Nous

---

([5]) M. Jean et J. Prentki, *Journ. de Phys. et le Rad.*, 11, 1950, p. 33.

([6]) L. Rosenfeld, *Nuclear Forces*, p. 158.

(*) Séance du 12 avril 1950.

prenons comme point de départ pour l'énergie d'interaction

$$(1) \qquad H_\beta = G \sum_{k=1}^{5} C_k J_k.$$

G constante de Fermi, J_k les cinq invariants de Dirac; les C_k donnent la contribution de chaque invariant au mélange; leurs valeurs sont restreintes par une condition de normalisation, par exemple $\sum_{k=1}^{5} C_k^2 = 1$.

On trouve alors pour les probabilités d'émission β^+ et β^-, toutes les grandeurs étant exprimées en unités relativistes ($m=1$, $c=1$, $\hbar=1$); avec les notations habituelles

$$(2) \qquad P_\pm(E) = \frac{G^2}{2\pi^3} p E q^2 \Big[(C_1^2 + C_2^2) \left| \int 1 \right|^2 + (C_3^2 + C_4^2) \left| \int \vec{\sigma} \right|^2 + C_5^2 \left| \int \beta\gamma_5 \right|^2 \pm \frac{2}{E} \Big(C_1 C_2 \left| \int 1 \right|^2 + C_3 C_4 \left| \int \vec{\sigma} \right|^2 \Big) \Big]$$

si l'on néglige l'influence de la charge nucléaire Z et

$$(3) \qquad P_\pm(E) = \frac{G^2}{2\pi^3} p E q^2 F(Z, E) \Big[(C_1^2 + C_2^2) \left| \int 1 \right|^2 + (C_3^2 + C_4^2) \left| \int \vec{\sigma} \right|^2 + C_5^2 \left| \int \beta\gamma_5 \right|^2 \pm \frac{2}{E} \Big(C_1 C_2 \left| \int 1 \right|^2 + C_3 C_4 \left| \int \vec{\sigma} \right|^2 \Big) \gamma \Big],$$

si l'on tient compte de cette influence [E et p sont l'énergie et la quantité de mouvement de l'électron, q la quantité de mouvement pour le neutrino; F(Z, E) la fonction de *Fermi;* $\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$].

La formule qui donne la corrélation angulaire entre électron et neutrino est, si l'on néglige l'influence de Z :

$$(4) \qquad P_\pm(E, \vec{p}, \vec{q}) = \frac{G^2}{(2\pi)^5} p E q^2 \times \Big\{ (C_1^2 + C_2^2) \left| \int 1 \right|^2 + (C_3^2 + C_4^2) \left| \int \vec{\sigma} \right|^2 + C_5^2 \left| \int \beta\gamma_5 \right|^2 \pm \frac{2}{E} \Big(C_1 C_2 \left| \int 1 \right|^2 + C_3 C_4 \left| \int \vec{\sigma} \right|^2 \Big) - \frac{\vec{q}\cdot\vec{p}}{qE} \Big[(C_1^2 - C_2^2) \left| \int 1 \right|^2 - \frac{1}{3} (C_3^2 - C_4^2) \left| \int \vec{\sigma} \right|^2 + C_5^2 \left| \int \beta\gamma_5 \right|^2 \Big] \Big\}.$$

Si l'on pose $\beta = p/E = v/C$ et si ϑ est l'angle entre $\vec{q}$ et $\vec{p}$ la loi pour la corrélation angulaire devient selon (4)

$$(5) \qquad 1 + A\beta\cos\vartheta + \frac{B}{E}$$

(A et B sont des constantes; $|A| \leq 1$).

Les conclusions suivantes sur les C_k peuvent être déduites des données expérimentales.

a. On n'a jamais observé pour les spectres β une forme qui corresponde à un terme supplémentaire avec $1/E$; il faut donc poser $C_1 C_2 = 0$ et $C_3 C_4 = 0$ [donc $B = 0$ dans (5)].

b. Il est pratiquement sûr qu'il faut supposer des règles de sélection de *Gamow-Teller*; il en résulte que $C_3^2 + C_4^2 > 0$ et que $C_3^2 + C_4^2$ est au moins du même ordre que $C_1^2 + C_2^2$ (mais il est possible que $C_1^2 + C_2^2 = 0$).

c. On n'a pas encore mesuré A avec quelque précision pour une transition permise. Des expériences de Allen et al. on ne peut que conclure avec quelque certitude que $-1 \leqq A < 0,5$ pour ^{6}He. Parce que $\Delta J = 1$ pour ^{6}He il faut s'attendre à ce que $A = (1/3)$ ou $-(1/3)$ pour ^{6}He, parce que $C_3 C_4 = 0$ selon *a* et $\left|\int 1\right|^2 = 0$ pour ^{6}He($\Delta J = 1$). Si l'on mesurait une de ces valeurs ceci n'impliquerait donc pas qu'on n'aurait pas une combinaison des invariants; il faudrait mesurer aussi une transition avec $\Delta J = 0$ à cet effet par exemple ^{19}Ne; si l'on mesurait A pour ces deux cas on pourrait conclure si l'on a affaire à une combinaison linéaire ou à un invariant pur et dans le premier cas en quels invariants consiste cette combinaison linéaire; par exemple si l'on mesurait $A = -(1/3)$ pour ^{6}He et $A < -(1/3)$ pour ^{19}Ne, il en résulterait que l'Hamiltonien d'interaction est une combinaison de S et A (S = scalaire, A = vecteur axial).

d. Si l'on peut déterminer les valeurs ft pour le groupe OA de Konopinski avec précision et si l'on peut estimer aussi d'une façon assez exacte les valeurs des éléments de matrices nucléaires de la théorie des noyaux, on aura une nouvelle confirmation de la théorie de la radioactivité β et l'on pourra alors déterminer la valeur de $(C_3^2 + C_4^2)/(C_1^2 + C_2^2)$.

Sur un nouveau principe de symétrie. — Aujourd'hui on n'accepte plus les théories mésoniques de la radioactivité β. Il serait intéressant d'examiner si l'on pourrait donner d'autres principes qui restreignent les possibilités de combinaison linéaire générale. Nous avons considéré les conséquences de la condition que l'émission β^+ et β^- soient des processus complètement symétriques (si on laisse de côté l'influence des charges électriques.)

De ce principe il résulte que seulement deux types de combinaisons peuvent exister :

1° Combinaisons de S, A et P. 2° Combinaisons de V et T.

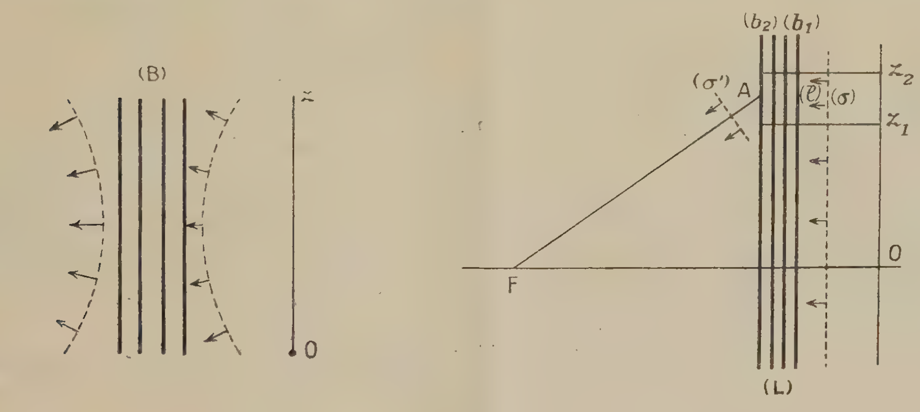
Alors il s'ensuit que $C_1 C_2 = 0$ et $C_3 C_4 = 0$, de sorte que la forme des spectres β ne comprend pas le terme en $1/E$, en accord avec l'expérience. Cependant ce principe de symétrie est plus restrictif que les conditions $C_1 C_2 = 0$ et $C_3 C_4 = 0$ et il sera intéressant d'examiner si cette symétrie existe en réalité. On pourrait tirer cette conclusion par exemple des expériences discutées sous *c*. [*Voir* notre article complet dans *Physica* (sous presse)].

PROPAGATION DES ONDES. — *Sur la focalisation d'une onde.* Note (*) de M. **Jean-Claude Simon**, présentée par M. Camille Gutton.

Il est possible de constituer des focalisateurs d'ondes électromagnétiques à l'aide d'un empilement de plaques percées de trous. L'analogie diélectrique permet de retrouver des phénomènes analogues à ceux de l'optique classique. Toutefois le milieu n'étant pas isotrope, c'est plutôt vers l'optique cristalline qu'on doit se tourner pour obtenir une analogie complète.

Considérons une plaque (*b*) percée de trous et son écran complémentaire (*a*) formé de disques. Nous avons exposé, Dans une précédente Note [1] l'analogie qui existe pour des ondes centimétriques entre des *structures* (A) ou (B), formées de plaques (*a*) ou (*b*) parallèles, et des milieux diélectriques d'indices supérieurs ou inférieurs à l'unité, pour des ondes lumineuses.

En faisant varier suivant la cote z (*fig.* 1) la dimension et l'espacement des



trous des plaques (*b*) d'une structure (B) par exemple, nous constituons un système qui transmet une onde incidente en la déphasant différemment suivant la cote z, donc transforme une onde sphérique en une autre onde sphérique de centre différent. Un tel système est équivalent à une lentille, ou mieux à une lame à faces parallèles, dont l'indice serait variable suivant la cote z. Le déphasage de l'onde incidente, contrairement aux lentilles classiques, est obtenu par variation d'indice à épaisseur constante, et non par variation d'épaisseur à indice constant. De telles lentilles ont été construites pour des ondes électromagnétiques de 8^{cm} de longueur d'onde. Un essai expérimental, fondé sur la variation d'indice en fonction de l'angle d'incidence, avait été présenté dans une précédente Note [2]. Remarquons qu'à la différence des lentilles opti-

(*) Séance du 12 avril 1950.

(1) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 521.

(2) J. Ortusi et J.-C. Simon, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 521.

ques leur distance focale est proportionnelle à la longueur d'onde. De nombreux phénomènes les rapprochent néanmoins des lentilles optiques.

Par exemple, supposons que nous fassions tomber sur une telle lentille (L) une onde plane (Σ). Considérons la portion (l) de (L) située entre les cotes z_1 et z_2, elle transforme la portion d'onde plane (σ) comprise entre z_1 et z_2 en une portion d'onde plane (σ') normale à FA. (l) est ainsi équivalent à un prisme élémentaire. En réalité nous n'avons pas tenu compte de la variation du coefficient de transmission suivant l'angle d'incidence; les coefficients de transmission t_1 et t_2 des plaques extérieures (b_1) et (b_2) ne sont pas identiques. Or c'est un résultat connu de la théorie des filtres qu'il n'est pas possible d'obtenir une transmission égale à l'unité pour une suite d'obstacles équidistants dont les coefficients de transmission ne sont pas égaux. Pour rendre égaux t_1 et t_2 il suffit d'incliner également (l) sur les deux directions OF et AF. Le prisme élémentaire est alors au minimum de déviation. Nous retrouvons un résultat classique en optique géométrique : pour que l'aberration géométrique de caustique soit minima, il faut que les prismes élémentaires dont est constituée la lentille soient au minimum de déviation.

Bien que l'analogie entre une plaque (a) ou (b) et une plaque de diélectrique d'épaisseur $\lambda/4n$ (λ étant la longueur d'onde dans l'air, n l'indice) nous permette de prévoir des effets qu'on retrouve en optique classique, elle ne serre pas la réalité de très près. En effet les expressions des coefficients de réflexion et de transmission R et T d'une plaque diélectrique d'épaisseur l, en incidence normale, s'écrivent, rapportés au plan médian

$$\text{(I)}\qquad \left\{\begin{aligned} \frac{1}{T} &= \left[\cos\frac{2\pi nl}{\lambda} + i\,\frac{1+n^2}{2n}\sin\frac{2\pi nl}{\lambda}\right] e^{-i\frac{2\pi l}{\lambda}},\\ \frac{1}{R} &= \left[\frac{1+n^2}{1-n^2} - i\,\frac{2n}{1-n^2}\operatorname{cotg}\frac{2\pi nl}{\lambda}\right] e^{-i\frac{2\pi l}{\lambda}}.\end{aligned}\right.$$

D'autre part on explique toutes les propriétés expérimentales d'une plaque (b) par exemple, en prenant pour expressions des coefficients de réflexion et de transmission r et t, celles qui caractérisent un obstacle mince

$$\text{(II)}\qquad \left\{\begin{aligned} t &= -\,i\sin u\,e^{iu},\\ r &= -\cos u\,e^{iu}.\end{aligned}\right.$$

Il n'est pas possible de rendre équivalentes les expressions (I) et (II) en module et en phase. Par contre les expressions (II) ne sont autres que celles données par M. Ch. Mauguin [3] pour les coefficients de réflexion et de transmission d'un plan chargé d'électrons. C'est donc vers l'optique cristalline que nous devons nous tourner pour trouver une analogie exacte; ce qui était à prévoir, des structures telles que (A) ou (B) n'étant évidemment pas isotropes.

---

(3) *Journal de Physique*, série 7, 7, n° 6, 1936, p. 233.

OPTIQUE. — *Une expérience relative à la perturbation apportée à la propagation d'une onde lumineuse par la présence d'un bord d'écran métallique.* Note (*) de MM. **André Maréchal** et **Francis Naudin**, présentée par M. Jean Cabannes.

Les expressions rigoureuses du principe d'Huygens permettent de calculer le champ électromagnétique en un point situé à l'intérieur d'une surface fermée sur laquelle on connaît la répartition des champs électrique et magnétique. Pour calculer les phénomènes de diffraction, on envisage une surface composée du plan de l'écran et d'une sphère de rayon infini. Le calcul de l'amplitude vibratoire s'effectue alors en admettant que le champ électromagnétique est égal à celui de l'onde incidente dans l'ouverture du diaphragme, qu'il est nul le long des parties opaques de l'écran.

Cependant, il est certain que le bord de l'écran apporte une perturbation à la propagation de l'onde incidente, tout au moins lorsqu'on étudie les phénomènes localisés au voisinage de ce bord. Il est intéressant de savoir si l'on peut effectivement négliger l'influence de ces perturbations dans le calcul des phénomènes de diffraction en optique. M. P. M. Duffieux (1) a montré comment on pourrait éventuellement en tenir compte, et d'autre part, Sommerfeld (2) a donné l'expression rigoureuse du champ électromagnétique au voisinage d'un demi-plan métallique parfaitement réfléchissant et infiniment mince.

La vibration dans le plan de l'écran est représentée par un vecteur joignant le centre de symétrie des spirales de Cornu à un point variable sur l'une des branches lorsque le champ électrique est parallèle au bord de l'écran (cas P); elle est constante si le champ électrique est perpendiculaire au bord de l'écran (cas N). Les perturbations ne s'étendent donc au maximum que sur un espace de quelques longueurs d'onde à partir du bord de l'écran (cas P). Il nous a paru intéressant de rechercher expérimentalement si ces perturbations étaient effectivement peu étendues lorsque l'écran n'est plus infiniment mince ni parfaitement réfléchissant (lame de rasoir ou encore argenture déposée sur verre).

Nous avons utilisé la méthode du fond cohérent de F. Zernike : une onde plane, polarisée rectilignement tombe sur le bord de l'écran et l'on projette une image agrandie de cet écran à l'aide d'un objectif de microscope de grande ouverture numérique (Nachet n° 7). On superpose à cette image une onde cohérente obtenue à l'aide d'un autre objectif de microscope identique; on obtient ainsi un montage analogue à l'interféromètre de Mach où l'on aurait placé sur chaque trajet un objectif de microscope. La photographie des

---

(*) Séance du 27 mars 1950.

(1) P. M. Duffieux, *Le problème du liséré* [*Rev. Opt.*, 1950 (à paraître)].

(2) A. Sommerfeld, *Math. Annalen*, 47, 1896, p. 317.

franges peut révéler soit des perturbations de phase (déviation des franges), soit des perturbations d'amplitude (variation du noircissement).

On constate que les perturbations de phase sont probablement inférieures à $\lambda/5$ pour la mise au point qui paraît être la meilleure; pour cette même mise au point, les perturbations d'amplitude sont limitées à une bande de quelques longueurs d'onde à partir du bord. Il semble bien d'autre part que les perturbations soient plus faibles dans le cas N que dans le cas P, comme Sommerfeld l'avait trouvé dans le cas d'un écran ayant des propriétés idéales.

OPTIQUE. — *Spectre d'émission de l'ozone*. Note (*) de Mme **Renée Herman** et M. **Louis Herman**, présentée par M. Jean Cabannes.

Une trentaine de nouvelles bandes dégradées vers le rouge ont été trouvées dans l'oxygène pur; les longueurs d'onde approchées de leurs têtes figurent dans un tableau. Une partie de ces bandes semble devoir être attribuée à la molécule O_3.

Beaucoup de travaux ont été consacrés au spectre d'absorption de la molécule O_3 et de nombreux systèmes de bandes plus ou moins complexes et difficiles à interpréter ont été trouvés entre 2 000 et 14 400 Å (1). Par contre, le spectre d'émission de cette molécule est demeuré pratiquement inconnu jusqu'à ce jour. Johnson a signalé néanmoins un certain nombre de bandes de faible intensité, observées dans une décharge à travers l'oxygène sous faible pression. Il a tenté d'établir une analogie entre ces bandes et les bandes connues en absorption entre 4 790 Å et 3 090 Å (2). Toutefois, ces émissions, fortement masquées par les bandes négatives de l'oxygène, doivent être attribuées, pour la plupart, au deuxième système négatif de O_2^+. D'ailleurs les coïncidences relevées sont assez arbitraires. Dans l'ensemble, on peut affirmer que les bandes ultraviolettes observées en absorption n'ont pu, jusqu'ici, être excitées en émission.

Le choix de la pression du gaz émetteur joue un rôle essentiel dans l'observation de l'émission de O_3. Pour les pressions faibles, les bandes négatives de l'oxygène sont très intenses dans le visible et l'ultraviolet. Sous une pression de l'ordre de l'atmosphère, les bandes négatives sont absentes mais sont remplacées par le système de Schumann-Runge $O_2(B^3\Sigma - X^3\Sigma)$ extrêmement développé, qui recouvre la même région spectrale. Lorsque la pression est de l'ordre de 10 à 20^{cm} de mercure, le système de Schumann-Runge n'est pas très développé et se compose d'un petit nombre de bandes à faible température apparente de rotation et de vibration. On observe alors de nombreuses bandes

(*) Séance du 3 avril 1950.

(1) R. S. Mulliken, *Review of Modern Physics*, 14, 1942, p. 204.

(2) R. C. Johnson, *Proceed. Royal Society*, A. 105, 1924, p. 683; J. Janin, *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 145.

nouvelles, toutes dégradées vers le rouge. Les longueurs d'onde des têtes de ces bandes figurent dans le tableau I.

TABLEAU I.

Herman. (Å).	Herman. (Å).	Johnson. (Å).	Herman. (Å).	Johnson. (Å).
2394	2944,5	–	–	3378,3
2407	–	3090,4	3398	–
2484,5	–	3097,5	–	3465,3
2491	–	3106,1	3540,7	–
2496	3139	–	–	3565,2
2516	–	3169,5	–	3568,9
2530	–	3175,0	3630	–
2545	3210	–	3789	–
2609	3256	–	3982	–
2626	–	3278,1	4267,2	–
2642	3284	3284,6	–	4276,9
2655	–	3313,1	4314,3	4316,3
2748	3319	–	4401	–
2823	–	3331,5	–	4464,7
2884	–	3337,8	4495	–
2924				

Dans ce tableau, sont portées, seulement, les bandes les plus intenses. On peut, pour certaines d'entre elles, trouver des bandes de Schumann-Runge ayant des longueurs d'onde voisines en raison du nombre considérable de ces bandes susceptibles d'être excitées sous pression élevée. Il n'est pas exclu non plus que certaines de ces bandes appartiennent à des impuretés, malgré toutes les précautions prises dans la purification. Nous avons cherché à mettre en évidence les fréquences de vibration de la molécule O_3. Indiquons, à titre d'exemple, que les cinq bandes extraites du tableau I et figurant dans le tableau II peuvent être arrangées de façon à mettre en évidence les fréquences de vibration $\nu_1 = 710\,\mathrm{cm}^{-1}$ et $\nu_1 + \nu_2 = 1724\,\mathrm{cm}^{-1}$ de O_3.

TABLEAU II ([3]).

3284 (30442)	702	3210 (31144)	704	3139 (31848)
		1723		1727
		3398 (29421)	700	3319 (30121)

([3]) On peut trouver d'autres courtes séries pour lesquelles la différence des nombres d'onde se retrouve dans le spectre d'absorption infrarouge de O_3. Par exemple : 3139 (31 848) et 2944, 5 (33 952) dont la différence est 2104 cm^{-1}, valeur voisine de $\nu_3 = 2105\,\mathrm{cm}^{-1}$ et des couples de bandes présentant une différence de fréquence voisine de 710 cm^{-1}, tels que 2944 (33 952) et 2884 (34 664); 4267 (23 429) et 4401 (22 716).

Les bandes 3982 et 4267 Å ont une structure très simple, analogue à celle des bandes de Schumann-Runge. Nous avons pu déterminer approximativement les valeurs de $B'' - B'$ pour ces deux bandes. Les nombres obtenus sont assez voisins et leur moyenne est de $0,61\ cm^{-1}$ alors que pour le système de Schumann-Runge $B''_0 - B'_0 = 0,625\ cm^{-1}$. Ces bandes nouvelles semblent donc apparentées au système $B^3\Sigma - X^3\Sigma$ de la molécule O_2, ce qui laisserait penser qu'elles proviennent d'une transition de cette dernière molécule. Le niveau inférieur correspondant serait alors le niveau fondamental. Remarquons, toutefois, que Mulliken, dans un article de mise au point sur la structure des molécules polyatomiques, prévoit, pour O_3, l'existence de deux systèmes permis analogues aux bandes de Schumann-Runge. Suivant Hettner, Pohlman et Schumacher (4), la molécule O_3 serait triangulaire avec un angle au sommet de 39°. Un tel modèle s'interprète comme une molécule O_2 avec un troisième atome très lâchement lié. L'une des transitions correspondrait en absorption à la bande de Hartley, l'autre se situerait vers les longueurs d'onde plus courtes.

PHOTOPHORÈSE. — *Sur la photophorèse négative.*

Note (*) de M. **Ouang Te-Tchao**, présentée par M. Jean Cabannes.

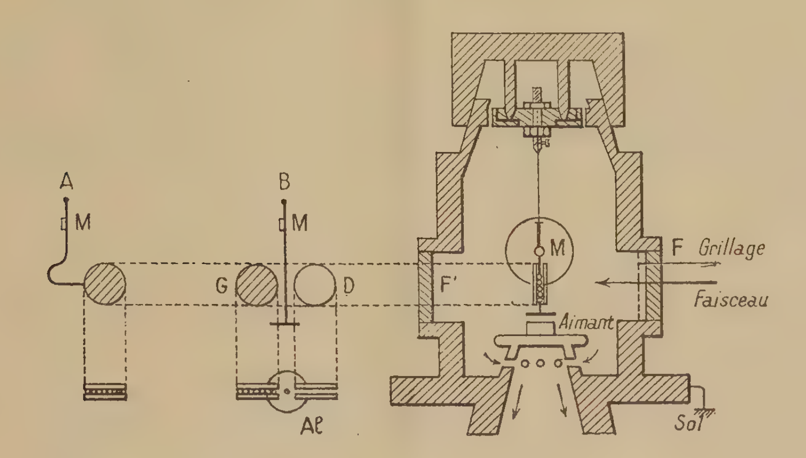
La question de savoir si la force de photophorèse négative est due à une action directe entre la particule et le photon, ou s'exerce au contraire par l'intermédiaire des molécules gazeuses environnantes ne me paraît pas complètement résolue. Il semble nécessaire d'effectuer une expérience sous vide très poussé, en éliminant tous les effets parasites possibles, en particulier, l'effet radiométrique.

Pour cela, nous avons réalisé un appareil différentiel à pendule de torsion. Il est représenté schématiquement par la figure 1. Dans un cylindre d'acier de 8^{cm} de diamètre et 1^{cm} d'épaisseur, quatre fenêtres en saillie ont été pratiquées. Une tête conique permet à la fois d'orienter le pendule et d'assurer l'étanchéité. Deux modèles de pendule ont été utilisés. Dans la première série d'expériences, nous avons utilisé le pendule simple A, dont la palette est composée d'une double rondelle de mica. La rondelle est de 10^{mm} de diamètre, $5,3\ mg/cm^2$ d'épaisseur. Elle est fixée sur une tige d'argent. Un miroir M de 2×2^{mm} est posé sur cette tige, perpendiculaire à la surface de la palette. L'ensemble de l'équipage pesant 18^{mg} est suspendu par un fil de quartz de 5^{μ} de diamètre, 20^{mm} de longueur. La distance entre le centre de la palette et l'axe du pendule est de $6^{mm},5$. Dans ces conditions, il suffit d'une force de 10^{-6} dyne pour déplacer un spot de 1^{mm} sur l'échelle à 1^{m} de distance, la constante de torsion du fil de quartz étant $1,6 \cdot 10^{-3}$ dyne-cm/radian.

(4) *Zeitschr. f. Physik*, 91, 1934, 372.

(*) Séance du 3 avril 1950.

On a déposé par sédimentation des particules en suspension sur l'une des faces d'une rondelle transparente de mica. Cette face a été recouverte par une autre rondelle identique. La palette ainsi formée constitue un sandwitch mica-particules, de sorte que l'effet radiométrique dû à un éventuel départ de



molécules gazeuses sortant des particules est pratiquement éliminé. Le vide est assuré par une pompe à diffusion à vapeur de mercure du type Debierne. Cette pompe à deux étages est amorcée par une pompe à palettes à deux étages également. Un condensateur à azote liquide est intercalé entre la pompe et le récipient. Le degré de vide est contrôlé par la jauge à ionisation.

La palette doit être placée de telle façon que la face nue de celle des deux rondelles qui supporte les particules reçoit directement la lumière. Nous avons utilisé une lampe à arc de charbon munie d'un réglage automatique. Devant la fenêtre F, on dispose deux fentes et un verre absorbant qui élimine 86 % des rayons infrarouges pour une source de lumière blanche à 2500° C.

Les particules en suspension ont été produites par la combustion d'un parfum de Chine. D'après P. Tauzin (1), ces particules ont le caractère de photophorèse négative. D'autre part, nous connaissons l'ordre de grandeur de leurs dimensions (2).

La rondelle non chargée de particules étant mise en place, on fait le vide pendant plusieurs heures. Dès que le degré de vide est au-dessous de 5.10^{-5} mm. de mercure, on éclaire la rondelle. Elle dévie dans le sens de la propagation du faisceau. Quand la rondelle est chargée de particules, toutes choses égales d'ailleurs, elle dévie effectivement dans le sens contraire à la propagation du faisceau.

Bien que cette déviation ne puisse pas être interprétée comme un effet radio-

(1) *Cahier de Phys.*, 22, 1944, p. 37.

(2) Ouang Te-Tchao, *Ann. de Phys.*, 16, 1941, p. 102.

métrique dû aux particules, rien ne prouve que la paroi de la fenêtre F', frappée par la lumière, ne renvoie pas des molécules sur la palette. En effet, si l'on établit une différence de température entre la paroi et la palette (en touchant la paroi avec une main chaude, par exemple), le pendule dévie effectivement. D'ailleurs, c'est le principe même du manomètre Knudsen.

Pour éviter l'effet de paroi, nous avons utilisé le pendule différentiel B. Deux palettes à double rondelle sont fixées à la tige. Elles ont été placées symétriquement par rapport à l'axe de rotation. La palette droite D est nue, tandis que celle de gauche G est chargée de particules. L'ensemble est placé symétriquement dans le faisceau lumineux. Dans ces conditions, l'effet de paroi sur l'une des palettes est compensé par l'autre. L'expérience montre que si les palettes D et G sont nues toutes les deux, et qu'elles soient placées symétriquement dans le faisceau, le spot reste pratiquement au zéro. Si la palette G est chargée de particules, la palette D étant nue, le pendule s'est mis en mouvement dans le sens contraire à l'aiguille d'une montre, en le regardant de haut en bas. Ce qui montre que D dévie dans le sens de la propagation du faisceau, et que G dévie dans le sens opposé. Si l'on éclaire séparément D et G, la première dévie dans le sens de la propagation du faisceau, la dernière dans le sens inverse. Ces expériences ont été faites sous un vide de l'ordre de 5.10^{-6} mm de mercure, contrôlé par la jauge à ionisation. A ce degré de vide, il est indispensable d'ajouter un système d'amortissement sur le pendule. Sans cette précaution, le pendule oscille presque indéfiniment. A cet effet, nous avons placé un petit disque en aluminium au bout de la tige et au-dessus d'un petit aimant. Pour éviter la perturbation électrostatique, la surface intérieure de la fenêtre F doit être protégée par un grillage métallique, l'enceinte de l'appareil étant reliée à la terre. Des mesures quantitatives sont en cours.

RADIOACTIVITÉ. — *Étude par la méthode photographique des dépôts actifs fournis par diverses substances radioactives*. Note (*) de Mme **Arlette Hee**, MM. **Michel Jarovoy** et **Joseph Kleiber**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Nous avons été conduits à faire l'étude des dépôts actifs de quelques substances riches en uranium ou en thorium. Nous avons utilisé la carnotite du Colorado (vanadate d'uranium et de potassium à environ 50 % d'U et Th en quantité négligeable); l'autunite du Tonkin (phosphate de Ca et U à 50 % d'U sans Th) la thorianite de Ceylan (environ 65 % de Th et 10 % d'U). A ces trois minerais, nous avons ajouté l'oxyde noir d'urane.

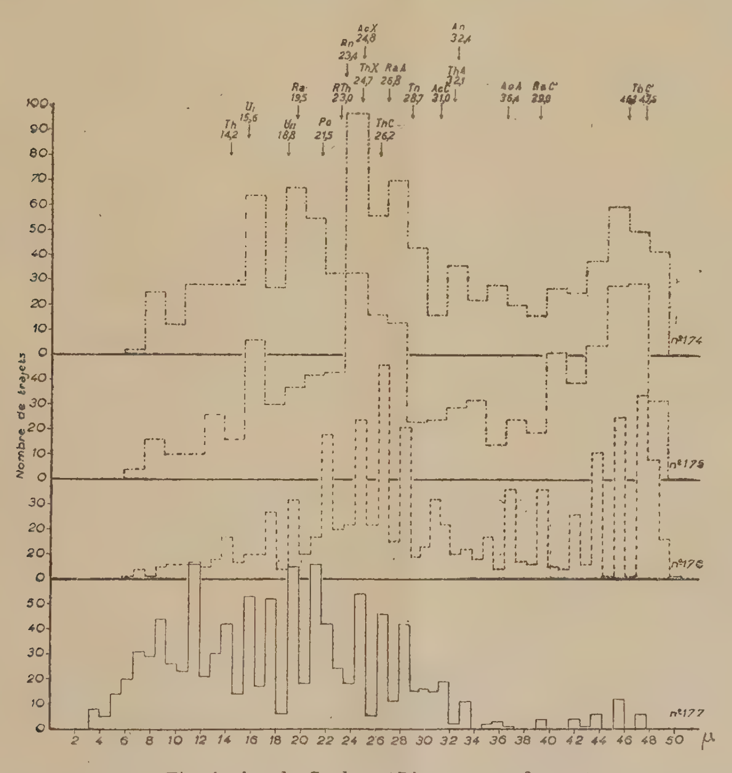
Le disque à activer est relié au pôle négatif d'une batterie de 500 V environ,

---

(*) Séance du 6 mars 1950.

tandis que la substance active est au pôle positif et au sol. La masse de cette substance, pesée, est étendue en couche mince et régulière. Distance de la substance au disque : $0^{cm},05$, ou $1^{cm},31$. L'activation à duré 4 jours environ (saturation). Entre chaque expérience, le disque a été lavé à l'eau acidulée par ClH et pour les dernières expériences, nous avons procédé à un deuxième lavage à l'eau ammoniacale.

Des plaques photographiques Ilford ont été mises en contact avec le disque activé; chaque plaque correspond au dépôt actif d'une substance donnée et à un temps de pose déterminé soit immédiatement après la fin de l'activation, soit trois jours après la fin de l'activation, de façon à différencier les dépôts



Thorianite de Ceylan. (Distance = 1,31 cm.)

N° 174. Contact 4 h 19 min depuis la fin de l'activation. (S = 40 mm², 1000 trajets). (J. Kleiber.)

N° 175. Contact 13 h 34 min depuis la fin de l'activation. (S = 17 mm², 1011 trajets). (J. Kleiber.)

N° 176. Contact 3 j 16 min depuis la fin de l'activation. (S = 20 mm², 1032 trajets). (M. Jarovoy.)

N° 177. Contact 1 j 23 h 41 min, 3 j 16 min après la fin de l'activation. (S = 72 mm², 1000 trajets). (M. Jarovoy.)

actifs à évolution rapide de ceux à évolution lente. Pour chaque plaque, une courbe de répartition statistique des longueurs de trajectoires des rayons α a été établie, par deux observateurs différents, en ne mesurant que les traces ayant une même mise au point d'une extrémité à l'autre.

Nous avons reporté sur chaque graphique les longueurs en μ des rayons α

émis par les divers radioéléments, d'après des étalonnages récents ([1]), ([2]), ([3]), afin de pouvoir identifier les maxima mis en évidence dans nos mesures. La figure 1 concerne la thorianite de Ceylan : la répartition des parcours traduit bien l'évolution des dépôts actifs d'une substance contenant U et Th, avec prédominance de Th. En outre cette étude met en évidence l'existence d'atomes de UI, Ra, AcX et ThX dans les dépôts actifs de rapide et lente évolution, en dehors de la présence incontestée d'atomes de PO, ThA, An, RaC′ et ThC′. Autrement dit, sont présents, dans les dépôts actifs, des atomes qui les précèdent, dans la filiation. De plus, la présence d'atomes d'UI qui semble n'avoir jamais été envisagée jusqu'à présent, est incontestable d'après une trentaine d'expériences réalisées aussi bien sur des roches que sur des minerais.

Nous avons, en effet, relevé les trajets α correspondant à ce corps dans toutes nos plaques, sauf dans la plaque n° 176, reproduite ci-contre. Pour celle-ci, on conçoit que l'UI ait été masqué par la grande quantité d'atomes dus au thoron et à ses descendants. Ajoutons qu'un disque activé uniquement par du bromure de mésothorium et ses descendants n'a pas non plus donné de trajets correspondant à l'UI. Le phénomène de recul qui peut être invoqué pour expliquer l'arrivée des diverses particules sur le disque activé ne peut intervenir pour l'UI. L'hypothèse la plus simple est de penser à une attraction électrique. Il nous paraît aussi très important de signaler l'existence de trajets plus courts que ceux de l'UI. Trajets qui n'ont pas disparu lorsque nous avons recouvert la substance activante d'un écran de mince tissu qui devait arrêter les poussières rendues actives. L'explication de ces petits trajets pourrait être due à un mauvais contact entre plaque et disque. Des expériences sont en cours en prenant un soin particulier pour la réalisation de cette condition, et des recherches spéciales sont faites pour essayer d'identifier ces trajets courts avec le maximum de certitude.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude de polyéthylènes par diffraction électronique.* Note de M. **Jean-Jacques Trillat**, présentée par M. Louis de Broglie

Les polyéthylènes sont de hauts polymères organiques obtenus par polymérisation de l'éthylène; ils sont essentiellement constitués de chaînes hydrocarbonées : $\diagup CH_2 \diagdown CH_2 \diagup CH_2 \diagdown CH_2 \diagup CH_2 \diagdown CH_2 \diagup CH_2 \diagdown CH_2$ identiques à celles des carbures paraffiniques saturés.

Mais tandis qu'un carbure paraffinique donné possède une chaîne de longueur parfaitement déterminée, il n'en est pas de même pour les poly-

([1]) Tsien-San-Tsiang, Chastel, Faraggi et Vigneron, *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 571.
([2]) Lattes, Fowler et Cüer, *Proc. Phys. Soc. London*, 59, 1947, p. 883.
([3]) R. Flament, Note n° 1 du Centre de Physique Nucléaire de Bruxelles, 1948.

éthylènes dont les chaînes très longues (ou macro molécules) ont des longueurs essentiellement variables. Certaines parties de ces molécules sont susceptibles de se grouper parallèlement les unes aux autres en formant des cristallites susceptibles de donner lieu à de bonnes diffractions des rayons X; en d'autres régions, par suite de leur flexibilité, elles présentent une disposition désordonnée correspondant à des domaines amorphes. Des études effectuées au moyen des rayons X, nous ont permis d'attribuer à la partie cristalline des polyéthylènes une maille orthorhombique, de base $a = 7,38$ Å, $b = 4,92$ Å et de hauteur $c = 2,51$ Å (quatre groupes méthylène par maille), en bon accord avec les résultats de Bunn [1].

Nous avons obtenu de bons diagrammes de diffraction électronique en dissolvant des échantillons de polyéthylène dans du benzène, et en laissant évaporer une goutte de la solution très diluée sur une fine membrane de collodion elle-même placée sur une grille de nickel, ou encore en formant directement un film très mince de polyéthylène par évaporation sur une surface d'eau et en le disposant ensuite sur la grille de nickel recouverte de la membrane de collodion. Dans les deux cas, l'examen aux électrons (45 à 60 kV) laisse apparaître sur l'écran de fins anneaux de diffraction comportant parfois des taches isolées indiquant la présence de quelques cristallites de dimensions de l'ordre du micron. Le diagramme disparaît assez rapidement sous l'inflence de l'élévation locale de température produite par le passage du faisceau d'électrons; il est alors remplacé par un halo intense analogue à celui qu'on observe avec les rayons X, lorsque la température de l'échantillon dépasse 115°.

Les diagrammes obtenus fournissent, pour les divers anneaux observés, des distances réticulaires qui sont exactement les mêmes que celles obtenues avec les rayons X. On peut donc conclure que, sous cet état de film très mince (environ $50^{m\mu}$ d'épaisseur) la cellule élémentaire est orthorhombique avec les mêmes paramètres que ceux indiqués plus haut. De plus, la présence de taches isolées (200) et (020) sur certains diagrammes fournit directement la valeur des équidistances dans le plan de base ($a = 7,38$ Å, $b = 4,92$ Å). Enfin, en prenant des diagrammes sous des angles croissants, il est possible de mesurer directement la distance entre deux atomes de carbone consécutifs situés du même côté du zig-zag de la chaîne; on trouve ainsi $c = 2,51$ Å identique à celle déduite des rayons X (diagrammes de fibre) ou à celle que l'un de nous avait déterminée directement pour les carbures paraffiniques par diffraction électronique [2].

Il est à remarquer que sur les diagrammes de rayons X, la phase cristalline

---

(1) *Trans. Faraday Soc.*, 35, 1939, p. 482.

(2) J.-J. Trillat et H. Motz, *Ann. Phys.*, 4, 1935, p. 275-302; *Zeits. f. Kristall.*, 91, 1935, p. 248; J.-J. Trillat et Th. von Hirsch, *J. Phys.*, 4, 1933, p. 38-43.

(anneaux de diffraction) apparaît toujours accompagnée d'une phase amorphe (halo); il n'en est pas de même pour les électrons, qui sont beaucoup plus fortement diffusés par les arrangements cristallins. Le halo amorphe n'apparaît nettement qu'au moment de la fusion (115°) produite par l'échauffement dû au passage des électrons et qui détruit tous les cristallites, sans qu'il y ait toutefois rupture du film; après refroidissement et nouvel examen au même point, la partie cristalline ne réapparaît pas. Ceci peut être attribué à une évaporation locale des macromolécules au voisinage du point de fusion.

Si l'on compare les diagrammes électroniques de polyéthylène avec ceux que donnent les carbures saturés ou même les paraffines commerciales (obtenus également à partir de films très minces), on peut constater une identité absolue; le tableau suivant donne les distances réticulaires correspondant aux anneaux de diffraction électronique de ces divers corps, ainsi que leurs indices cristallographiques.

	(001) [3].	(110).	(200).	(210).	(300) et (020).	(120).	(011) et (310).	(220).
Polyéthylène	–	4,07	3,68	2,95	2,46	2,34	2,21	2,05
Hexadécane........	20,9 Å	4,07	3,70	2,94	2,45	2,33	2,19	2,04
Paraffine commerciale.....	variable suivant le point de fusion	4,08	3,67	2,95	2,46	2,34	2,22	2,05

Ces résultats confirment l'identité complète de structure des chaînes hydrocarbonées constituant les macromolécules des polyéthylènes et des chaînes des hydrocarbures saturés.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Spectres d'absorption de sels d'uranium tétravalent; essai de classification à partir des fréquences de vibration.* Note de Mme **Marie Freymann**, MM. **René Freymann**, **Raymond Rohmer** et **Pierre Hamon**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les recherches effectuées sur les sels d'uranyle ont permis une classification de leurs bandes de fluorescence et d'absorption; cette classification fait intervenir [1], [2] les fréquences de vibration de UO_2^{++}. Une telle tentative n'avait pas été faite pour les sels d'uranium tétravalent [3]. Nous avons repris l'étude de Cl_4U et de Br_4U et donnons un essai de classification de leurs bandes d'absorption dans le visible à partir des fréquences de vibration présumées de ces molécules.

Technique. — Une étude des halogénures [4] nous a conduits à préparer des sels d'uranium, aussi purs que possible, de la façon suivante : Pour Cl_4U, par

---

(3) Grande équidistance suivant l'axe (c), visible seulement par diffraction des rayons X.

(1) M. et R. Freymann, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 529; 226, 1948, p. 332, 1029 et 1096.

(2) A. B. F. Duncan et G. H. Dieke, *Spectroscopic properties of Uranium Compounds*, 1949.

(3) *Helv. Chem. Acta*, 16, 1933, p. 1257.

(4) J. Prigent et R. Rohmer, *Bull. Soc. Chim.*, 16, 1949, p. 655.

les méthodes de Péligot [5] et Colani [6] perfectionnées : 1° action d'un courant de chlore sur un mélange de carbone et d'un oxyde d'uranium entre 850 et 950°. Cl_4U distille vers 620° et se sépare facilement de Cl_5U beaucoup plus volatil; 2° action de vapeurs de Cl_4C sur O_8U_3 vers 600°. Pour Br_4U, on emploie la première méthode à 1000° ou l'action du mélange $CS_2 + Br_2$ [4] sur un oxyde. Br_4U distille au-dessus de 1000° et se dépose sur les deux parois d'un tube de quartz; on élimine l'excès de brome par un courant d'azote et l'on scelle.

Les spectres étaient obtenus comme précédemment [1], à la température de l'air liquide.

Résultats. — Nous avons noté les bandes suivantes (en cm^{-1}) : (les bandes sont plus nombreuses que celles signalées par Ephraïm et Mezener et la meilleure précision des pointés explique certains désaccords avec ces auteurs).

Cl_4U : 14577 Id, 14723 ms, 14945 Id, 15106 fs, 15172 ms, 15281 Id, 15389 Is, 15466 ms, 15526 Is, 15569 fs, 15671-15711 I, 15767 fs, 15850 Is, 15919 Is, 15956 ms, 16057 ms, 16093 ms, 16186 ms, 16331 Id, 16518 ms, 17289 fs, 17325 I, 17382 I, 17516 md, 17587 Is, 17665 ms, 17809 Id, 17865 Id, 18825 fd, 19338 Id, 19425 Id, 19512 fs, 19581 fs, 20304 Id, 20395 Id, 20850 Id, 20951 Id.

Br_4U : 14586 Id, 14723 Is, 14837 ms, 15242 fs, 15356 Is, 15509 ms, 15613 ms, 15672 fs, 15728 ms, 15833 Id, 15946 ms, 16578 Id, 16711 md. 17301 Id, 17352 f, 17528 f, 17637 Is, 17781 fs, 17889 Id, 18031 Id, 18175 f.

I = intense; m = moyenne; f = faible; s = fine; d = diffuse.

Tentative de classification. — Nous verrons plus loin que ces spectres peuvent être classés à partir des fréquences de vibration des molécules Cl_4U et Br_4U comme avaient pu être classées les bandes des sels dits d'uranyle à partir des fréquences de vibration de UO_2^{++}. Toutefois, une classification définitive se heurte aux difficultés suivantes :

1° Les spectres Raman et infrarouge de ces molécules n'ont pas été étudiés jusqu'ici, et leur connaissance est indispensable. Nous avons seulement pu extrapoler les valeurs suivantes, à partir d'autres molécules des types Cl_4X et Br_4X : Pour Cl_4U, deux bandes voisines de 350 cm^{-1} et deux voisines de 110 cm^{-1} environ; pour Br_4U, deux bandes voisines de 150 cm^{-1} et deux voisines de 90 cm^{-1}. 2° Il y aurait sans doute lieu d'adjoindre des fréquences très basses liées au réseau cristallin (elles ne sont pas connues). 3° Les spectres de fluorescence des sels d'uranium tétravalent n'ont pas été observés (nous pensons qu'ils se trouvent au delà de 1 μ); or, l'emploi de la fluorescence permet d'atteindre directement les états normaux de la molécule [1]. 4° Il fau-

---

(5) *Ann. Chim. Phys.*, 5, 1842, p. 9.
(6) *Ann. Chim. Phys.*, 12, 1907, p. 69.

drait reprendre ces expériences à la température de l'hydrogène liquide ou mieux de l'hélium liquide.

Ces réserves faites, nous donnons ci-après les différences de fréquence entre les diverses bandes, différences que nous attribuons aux vibrations des molécules Cl_4U et Br_4U (états excité et normal).

Cl_4U : *Moyenne* 93 : 96, 93, 93, 91.

Moyenne 104 : 109, 108, 103, 102, 106, 101, 101.

Moyenne 141 : 146, 137, 142, 139, 152, 138, 137, 129, 145, 134, 149, 144, 156.

Moyenne 180 : 161, 185, 185, 179, 187, 191, 174.

Moyenne 341 : 368, 336, 360, 354, 322, 324, 350, 346, 326, 336, 332, 340, 349.

Moyenne 384 : 383, 390, 384, 393, 387, 386, 382, 375, 376.

Br_4U : *Moyenne* 110 : 114, 114, 104, 115, 105, 113, 109, 108.

Moyenne 145 : 137, 153, 163, 133, 144, 142, 144.

Les conclusions précédentes sont confirmées par une étude de Cl_3U qui est en cours.

CHIMIE THÉORIQUE. — *Étude du pouvoir de conjugaison dans les hydrocarbures.* Note (*) de M. **René Gouarné**, présentée par M. Louis de Broglie.

Cette étude montre pour les dérivés examinés certaines lois linéaires approximatives entre caractéristiques finales et initiales du carbone substitué et montre la nécessité de distinguer les carbones selon le type [1]. Dans le cadre de la méthode des orbitales moléculaires [2] utilisée ici, soit R' ou R'' le substituant selon qu'il a un ou deux électrons π et supposons les α nuls et les β égaux à l'unité.

Généralement la substitution R' produit le même effet que la substitution R'' et dans ce cas on désigne simplement par R le substituant.

Le tableau I confirme l'existence des relations entre I et J_1 [3] et entre J_2 et J_1 [4] et [5] et il fait apparaître les lois linéaires (tableau II) (moindres écarts) entre A_2 et A_1, J_2 et A_1, I et A_1, A_2 et J_1.

On note que la courbe $A_2(J_{1_a})$ se compose d'une seule droite; au contraire les autres courbes se décomposent en 2 segments correspondant aux 2 types. La substitution des J_b aux J_a ne fait pas disparaître ce dédoublement. La courbe $A_2(A_1)$ est elle-même formée de 2 segments.

(*) Séance du 27 mars 1950.

[1] R. Daudel, C. Sandorfy, C. Vroelant, P. Yvan et O. Chalvet, *Bull. Soc. Chim.*, **17**, 1950, p. 66.

[2] C. A. Coulson et H. C. Longuet-Higgins, *Proc. Roy. Soc.*, A **191**, 1947, p. 407.

[3] R. Daudel et Martin, *Bull. Soc. Chim.*, **15**, 1948, p. 559 et Pullman Rumpf et Kieffer, *Colloque sur les réactions d'échange*, 1948, p. 13.

[4] P. Daudel, *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 99-100.

[5] *Voir* par exemple, A. Kiss, *Comptes rendus*, **229**, 1949, p. 762.

TABLEAU I.

Dérivés.	Auto-polarisabilité initiale A_1.	Valence initiale J_{1_a}.	Valence finale J_{2_a}.	Auto-polarisabilité finale A_2.	Indice de la nouvelle liaison I.	Valence initiale J_{1_b}.	Valence finale J_{2_b}.
R–éthylène........	0,500	0,732	0,318	0,3535	0,707	0	0,0002
R–1–butadiène.....	0,626	0,842	0,366	0,380	0,789	0,110	0,0482
R–2–butadiène (6)..	0,402	0,392	0,043	0,3068	0,653	0,074	0,0433
R–1–hexatriène.....	0,685	0,862	0,371	0,3853	0,815	0,130	0,0539
R–2 »	0,389 (7)	0,382	0,035	0,3034	0,643	0,064	0,0358
R–3 »	0,470	0,462	0,080	0,3249	0,723	0,144	0,0804
R–benzène........	0,3981	0,398	0,052	–	0,634	0,080	0,0520
R–α–naphtalène....	0,443	0,452	0,081	0,3237	0,688	0,134	0,081
R–β–naphtalène....	0,405	0,402 (8)	0,053	0,3092	0,649	0,084	0,053
R (cycle) R′ ...	0,5581	0,972	0,433	0,4241	0,758	0,240	0,1157
R (cycle) R″			0,408	0,4086	0,897		0,0910
R (cycle)	0,5071	0,502	0,104	0,3347	0,756	0,184	0,1044
R (cycle)	0,4335	0,432	0,068	0,3173	0,705	0,114	0,0682
R (cycle) R′ ...	0,4019	0,974	0,341	0,4132	1,149	0,242	0,0240
R (cycle) R″			0,271	0,4150	1,392		0,2713
R (cycle)	0,434	0,461	0,090	0,3233	0,724	0,144	0,0900

Constante de valence (J_{1_a}, J_{2_a}) : $\sqrt{3}$ pour tous les carbones.

Constante de valence (J_{1_b}, J_{2_b}) : 1 pour les carbones type 1 ; $\sqrt{2}$ » 2 ; $\sqrt{3}$ » 3.

TABLEAU II.

Carbones type 1 : lois linéaires.	écarts moyens.	Carbones type 2 : lois linéaires.	écarts moyens.
$A_2 = 0,1716\, A_1 + 0,2677$	0,0016	$A_2 = 0,2496\, A_1 + 0,2081$	0,0021
$A_2 = 0,1529\, J_{1_a} + 0,2513$	0,0037	identique à A_2 ci-contre	
$A_2 = 0,2442\, J_{1_b} + 0,3535$	–0,0001	$A_2 = 0,2551\, J_{1_b} + 0,2877$	0,0009
$I = 0,9849\, A_1 + 0,2571$	0,0107	$I = 0,5859\, A_1 + 0,4142$	0,0027
$I = 0,8338\, J_{1_a} + 0,0968$	0,0033	$I = 1,2397\, J_{1_a} + 0,1506$	0,0119
$I = 0,9148\, J_{1_b} + 0,5831$	0,0095	$I = 0,8338\, J_{1_b} + 0,7071$	0,0033
$J_{2_a} = 0,5171\, J_{1_a} + 0,1552$	0,0027	$J_{2_a} = 0,4131\, J_{1_a} + 0,0156$	0,0008
$J_{2_a} = 0,2903\, A_1 + 0,1728$	0,0038	$J_{2_a} = 0,5030\, A_1 - 0,1507$	0,0063
$J_{2_b} = 0,2903\, A_1 - 0,1450$	0,0038	$J_{2_b} = 0,5030\, A_1 - 0,1507$	0,0063

(6) R. GOUARNÉ, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 963-965.
(7) C. A. COULSON et H. C. LONGUET-HIGGINS, *Proc. Roy. Soc.*, A 193, 1948, p. 447.
(8) C. A. COULSON, *Revue Scientifique*, 85, 1947, p. 929.

Par suite, même dans les questions où les autopolarisabilités seules sont en cause, la distinction entre les divers types de carbone semble devoir s'imposer.

Appendice. — Indices de liaison, valences libres et charges des R naphtyles. Les indices de liaison sont les mêmes dans les substitutions R′ et R″ et les charges égales à l'unité dans les R′ naphtyles.

Indices de liaison et valences libres normées à $\sqrt{3}$

Charges R″-naphtyles

Niveaux énergétiques :

α — naphtalène	— 2,35	— 1,64	— $\sqrt{2}$	— 1	— 0,8	0	+ 0,8	+ 1	+ $\sqrt{2}$	+ 1,64	+ 2,35
β — naphtalène	— 2,33	— 1,75	— 1,33	— 1,12	— 0,68	0	+ 0,68	+ 1,12	+ 1,33	+ 1,75	+ 2,33

Le β naphtalène présente deux bandes d'absorption qui se trouvent confondues en une seule très large dans le cas de l'α naphtalène.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur une méthode de contrôle de la pureté de certains composés organiques.* Note (*) de M. **Henry Gault**, Mlles **Marguerite Dorgans** et **Anne-Marie Azières**, présentée par M. Gustave Ribaud.

L'évaporation de matières organiques en solution donne lieu à des dépôts se présentant sous forme d'anneaux; ce phénomène (annellation) paraît pouvoir être utilisé à la séparation de certains corps organiques.

L'évaporation, sur surfaces planes ou courbes, de matières organiques solides et pures en solution dans des solvants volatils, donne lieu à des cristallisations progressives qui se manifestent souvent par la formation de couronnes ou d'anneaux réguliers et concentriques dans lesquels les cristaux prennent des orientations variables.

Ce phénomène, bien connu de tous les chimistes, a donné lieu à une étude détaillée de M. Ermolenko (1) qui s'est attaché à mettre en évidence l'influence qu'exercent, sur le nombre des anneaux formés, la nature des corps dissous et la tension superficielle des solvants utilisés.

Nous avons nous-mêmes effectué depuis plus d'un an des recherches méthodiques, dans ce domaine, sur la formation d'anneaux à partir de solutions non

(*) Séance du 12 avril 1950.

(1) *Journal Russe de Chimie Générale*, **10**, n° **17**, 1940, p. 1565; *Bull. An. X*, n° **9**, Réf. 10-60, 902, 1949.

pas de corps purs mais bien de *mélanges* de corps et plus spécialement de corps organiques. L'objet de la présente Note est d'exposer quelques-uns des premiers résultats que nous avons obtenus.

Lorsqu'on soumet à l'évaporation des solutions de mélanges de deux substances, on observe la formation d'anneaux séparés et distincts entre lesquels les deux substances se répartissent en proportions variables.

Lorsqu'on soumet à l'évaporation la solution d'un corps renfermant une trace d'une matière étrangère, on constate que cette matière se sépare sous forme d'un anneau ou bien d'un anneau et d'une portion d'anneau concentrique distinct.

Suivant la nature des produits dissous et du solvant employé, et suivant la concentration des solutions, l'anneau peut être périphérique ou central.

La totalité ou, suivant les cas, la presque totalité de la matière étrangère se trouve expulsée de la solution dans le temps nécessaire à la formation de l'anneau correspondant, c'est-à-dire à l'évaporation d'une couronne de liquide de dimensions mesurables.

Description d'une opération. — On prépare une solution (éther, alcool, etc.), à 3/10 000 environ, du corps à étudier. Cette solution est versée avec précaution à l'aide d'une ampoule à robinet, graduée et axée sur le centre d'un verre de montre, puis évaporée dans une atmosphère sèche, à l'obscurité et à l'abri de tout courant d'air ou bien dans le vide d'un dessiccateur.

Si la séparation de la matière étrangère n'est pas totale en une seule évaporation, on peut reprendre et dissoudre le ou les anneaux correspondant au corps principal et soumettre la nouvelle solution à une deuxième évaporation.

L'observation peut être plus particulièrement facile à faire lorsque l'une des deux matières étudiées est fluorescente, c'est-à-dire avec des mélanges : ou bien d'un corps pur fluorescent avec une matière non fluorescente ou bien d'un corps pur non fluorescent avec une matière fluorescente.

Elle est également facile à faire lorsque le corps pur et la matière étrangère, étant tous deux fluorescents, leur fluorescence est nettement différente.

Exemples.

	Fluorescence.
Anthracène + Naphtacène.............	Bleu-violet et jaune-vert
Phénanthrène + Naphtacène...........	Bleu-violet et jaune-vert
Acide acétyl-salicylique impur.........	Bleu pâle et jaune

Pour certains corps, fluorescents ou non, la caractérisation des constituants peut parfois se faire au microscope (formes cristallines différentes) ou, après séparation à la main des différents anneaux et lorsque les quantités de matière recueillie le permettent, par application des méthodes usuelles d'identification micro-chimique et micro-colorimétrique.

Nous proposons de désigner l'ensemble de ces phénomènes purement physiques sous le nom d'*annellation*, étant assurés qu'il ne pourra donner lieu à aucune confusion avec la conception abstraite d'enchaînement structural.

Il est évident que les opérations d'annellation ne doivent se faire qu'avec des solutions dans des solvants rigoureusement purs et contrôlés par évaporation préalable.

D'autre part, il faut éviter de se placer dans des conditions telles que la matière étudiée puisse se modifier partiellement au cours des opérations d'annellation. On conçoit, par exemple, qu'un hydrocarbure polynucléaire puisse se modifier sous l'action de la lumière en engendrant un photoxyde qui jouera le rôle de matière étrangère.

Les modifications que la lumière de Wood peut faire subir à la matière étudiée, pendant l'examen de sa fluorescence, sont moins à redouter : si la lumière de Wood agit, elle agira, en effet, sur la totalité de la matière sensible sans qu'il se crée de nouveaux anneaux.

En résumé, nous pensons que l'annellation peut permettre, d'une part de déceler dans un corps considéré comme pur, la présence de traces d'une matière étrangère et, d'autre part, par voie de conséquence, d'*amener un corps au degré maximum de pureté*.

Nous précisons que le taux, dans un corps qualifié pur, d'une matière étrangère donnant lieu à annellation, peut être tellement faible que cette matière n'exerce aucune influence ni sur ses caractéristiques physiques (*d*, F., *i*D, αD, spectre), ni sur aucune de ses autres propriétés (biochimiques, pharmacodynamiques, etc).

Nous poursuivons cette étude en cherchant à interpréter et à généraliser ces résultats expérimentaux.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse du trichloro-1 di-(p-phénylformaldéhyde)-2.2 éthane*. Note de MM. **Roger Barré** et **Yvon Perron**, présentée par M. Paul Lebeau.

L'oxydation du trichloro-1, *di*-(*p*-tolyl)-2.2, éthane par l'anhydride chromique donne le diacétate du trichloro-1, *di*-(*p*-phénylformaldéhyde)-2.2 éthane. L'hydrolyse de ce composé par l'acide sulfurique dilué libère l'aldéhyde ; l'oxime correspondante a été préparée et décrite. Le diacétate et l'oxime retiennent une molécule du solvant de cristallisation.

La synthèse du trichloro-1, *di*-(*p*-phénylformaldéhyde)-2.2, éthane a été réalisée en partant d'un produit préparé par Fischer ([1]), le trichloro-1, *di*-(*p*-tolyl)-2.2, éthane (F 89° C).

On oxyde entre 3° et 8° C ce dernier composé par l'anhydride chromique et

([1]) *Ber.*, 7, 1874, p. 1191.

l'acide sulfurique en utilisant comme solvant un mélange d'anhydride acétique et d'acide acétique glacial. Quand la réaction est terminée, le mélange est versé sur de la glace concassée et le précipité formé est filtré et lavé avec de l'eau. Ce précipité est ensuite purifié par cristallisation dans une solution aqueuse de dioxane à 70 %. Les cristaux incolores (baguettes rectangulaires) de diacétate de trichloro-1, *di*-(*p*-phénylformaldéhyde)-2.2, éthane contiennent une molécule de dioxane de cristallisation; par chauffage dans un appareil *Abderhalden* à 100°C dans le vide pendant 4 heures, cette molécule de dioxane est éliminée et le produit pur, amorphe, fond à 122°C. Ce composé n'a pas été décrit encore pas plus que l'aldéhyde résultant de son hydrolyse.

Le diacétate de trichloro-1, *di*-(*p*-phénylformaldéhyde)-2.2, éthane est soluble dans tous les solvants organiques usuels, sauf l'éther de pétrole.

Analyse. — Calculé pour $C_{24}H_{23}O_8Cl_3$, $C_4H_8O_2$: C, 53,03 % ; H, 4,90 % ; Cl, 16,81 % ; Dioxane, 13,89 %. Trouvé : C, 53,01 % ; H, 4,95 % ; Cl 16,80 % ; Dioxane, 13,77 %.

Le diacétate d'aldéhyde est solubilisé à chaud dans une solution aqueuse à 50 % d'alcool éthylique. On ajoute suffisamment d'acide sulfurique concentré pour obtenir une solution à 2 % en acide. Le mélange est chauffé à la température du reflux durant trente minutes; l'aldéhyde libéré est purifié par cristallisation dans l'alcool éthylique à 70 %. Les cristaux incolores, en forme de paillettes, fondent à 148°C (déc.).

Le trichloro-1, *di*-(*p*-phénylformaldéhyde)-2.2, éthane est soluble dans les solvants organiques usuels, sauf dans l'éther de pétrole; il est peu soluble dans l'alcool éthylique à froid.

Analyse. — Calculé pour $C_{16}H_{11}O_2Cl_3$: C, 56,22 % ; H, 3,22 % ; Cl, 31,18 %. Trouvé : C, 56,28 % ; H, 3,30 % ; Cl, 31,20 %.

Cet aldéhyde réagit avec deux molécules d'hydroxylamine pour donner l'oxime correspondante. On ajoute à l'aldéhyde, en solution dans l'alcool éthylique, une quantité équimoléculaire de chlorhydrate d'hydroxylamine et d'acétate de sodium et l'on chauffe à la température du reflux durant trente minutes. L'oxime obtenue est purifiée par cristallisation dans une solution aqueuse d'alcool éthylique à 30 %. Les cristaux en baguettes incolores fondent à 126° C. Cette oxime est soluble dans les alcalis et dans tous les solvants organiques usuels, sauf l'éther de pétrole et le tétrachlorure de carbone. Elle retient

une molécule d'eau de cristallisation qu'on élimine par chauffage pendant quatre heures dans le vide à 100° C dans un *abderhalden*. Le produit pur fond à 139° C et est amorphe.

Analyse. — Calculé pour $C_{16}H_{13}O_2N_2Cl_3$, H_2O : N, 7,18 % ; H_2O, 4,62 %. Trouvé : N, 7,21 % ; H_2O, 4,30 %.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation et étude d'un nitro-nitroso ester aliphatique.* Note de M. **Guy Ourisson**, présentée par M. Paul Pascal.

Par action de N_2O_4 ou mieux de N_2O_3 sur l'undécylénate de méthyle, on obtient le dérivé nitro-nitrosé correspondant. Sa structure est établie par ses propriétés physiques : changement de couleur à la fusion, spectre infrarouge, et par les hydrolyses acide et neutre. Il présente un groupe nitrosé vrai porté par un carbone secondaire.

Jegorow (¹), étudiant l'action du peroxyde d'azote sur l'acide undécylénique, n'avait pu isoler aucun composé défini dans le produit de *nitration*. Par hydrolyse acide des huiles obtenues, il les dégradait en acide sébacique (rendement non précisé). Il en déduisait la position, en 10-11, de la double liaison de l'acide undécylénique

$$CH_2 = CH - (CH_2)_8 - CO_2H$$

position confirmée depuis par le spectre Raman ainsi que par l'ensemble des réactions de cette double liaison.

Nous avons repris l'étude de l'action des oxydes d'azote N_2O_3 et N_2O_4 sur l'acide undécylénique et l'undécylénate de méthyle, isolé et identifié le dérivé nitro-nitrosé de cet ester, et étudié quelques-unes de ses propriétés.

Contrairement à Levy et ses collaborateurs (²), dans le cas des carbures éthyléniques, nous n'avons pas pu obtenir l'addition simple de N_2O_4. Il se forme toujours un dérivé nitrosé, mis en évidence par sa coloration verte, disparaissant en quelques heures. Les corps obtenus sont trop instables, même après traitement à l'eau ou à l'alcool, pour être fractionnés par distillation. Nous n'avons donc pu isoler qu'un composé défini, le nitro-11-nitroso-10-undécanoate de méthyle :

$$\begin{array}{ll} CH_2 - CH - (CH_2)_8 - CO_2CH_3 \\ | \quad\quad | \\ NO_2 \quad NO \end{array}$$

En effet, ce corps précipite en cristaux incolores (F 82-83°), au fur et à mesure que se décolore le produit brut de nitration de l'undécylénate de méthyle.

(¹) *J. Pr. Chem.*, 86, 1912, p. 521.

(²) Lévy et al., *J. Chem. Soc. London*, 1946, p. 1093, 1096 et 1100 ; 1948, p. 52 ; 1949, p. 2627.

Dans la nitration de l'acide undécylénique, cette précipitation ne s'est pas produite.

Le nitro-nitroso-undécanoate de méthyle a été obtenu avec un rendement maximum de 30 % par rapport à l'undécylénate, par action à 0-5° de N_2O_3, gazeux ou dissous dans l'éther, sur l'undécylénate pur ou lui aussi dissous dans l'éther. Il est presque insoluble dans l'éther et facilement recristallisable dans l'alcool ou le benzène.

La composition correspond à $C_{12}H_{22}O_5N_2$. La présence d'un groupe nitrosé vrai, dimérisé à l'état solide, est attestée par la coloration verte du liquide de fusion et des solutions chaudes ([3]). Le spectre infrarouge met en évidence les groupes nitré (1391 et 1562 cm^{-1}) et ester (1744 cm^{-1}). En dehors des bandes de déformation et d'oscillation des C-H (environ 1450 et 2900 cm^{-1}), ce spectre présente en outre deux bandes (1098 et 1193 cm^{-1}), peut-être attribuables au groupe nitrosé. L'absence de renseignements sur les spectres Raman ou infrarouge des dérivés nitrosés ne nous a pas permis de le vérifier.

L'hydrolyse par l'acide sulfurique à 45 %, à reflux, fournit l'acide sébacique avec un rendement de 85 %. Cette dégradation peut s'interpréter ainsi :

$$(1)\quad \underset{NO_2}{CH_2}-\underset{NO}{CH}-(CH_2)_8-CO_2CH_3 \rightarrow \underset{NO_2}{CH_2}-\underset{NOH}{\overset{}{C}}-(CH_2)_8-CO_2CH_3$$

$$(2)\quad \underset{NO_2}{CH_2}-\underset{NOH}{C}-(CH_2)_8-CO_2CH_3 \xrightarrow[H_2SO_4]{} \underset{NO_2}{CH_2}-\underset{O}{C}-(CH_2)_8-CO_2CH_3 + NH_3OH.HSO_4$$

$$(3)\quad \underset{NO_2}{CH_2}-\underset{O}{C}-(CH_2)_8-CO_2CH_3 \xrightarrow[H_2O]{} \underset{NO_2}{CH_3} + HO_2C-(CH_2)_8-CO_2CH_3 \xrightarrow[H_2O]{} HO_2C-(CH_2)_8-CO_2H$$

$$(4)\quad CH_3-NO_2 \xrightarrow[H_2SO_4]{} H_2O + CO + NH_3OH.HSO_4 \qquad \text{(Réaction de Meyer)}$$

La phase (3), postulée déjà par Jegorow, et qui fait intervenir une rupture de liaison C—C, est à rapprocher de l'instabilité de l'acide nitroacétique ([4]) :

$$\underset{NO_2}{CH_2}-\underset{O}{C}-OH \rightarrow \underset{NO_2}{CH_3} + CO_2$$

D'autre part, l'action de l'eau, à 160°, fournit du nitrométhane et de l'acide sébacique, avec un très bas rendement d'ailleurs. Ceci correspond à un arrêt de l'hydrolyse au stade (3), et montre que les groupes nitrosé et nitré sont bien situés sur les atomes de carbone 10 et 11, respectivement, résultat

([3]) *Cf.* par exemple : DEGERING, *Organic nitrogen Compounds*, Ypsilanti, 1945, p. 109-110, 150-152.

([4]) STEINKOPF, *Ber*, **42**, 1909, p. 3925.

conforme aux règles d'addition formulées par Lévy ([2]) : l'atome de carbone le moins substitué (ici l'atome terminal, primaire) porte un groupe nitré.

Il est remarquable que le groupe nitrosé soit porté par un atome de carbone secondaire. Généralement une telle disposition entraîne l'isomérisation irréversible en oxime (réaction 1); mais quelques cas sont connus, où la dimérisation du dérivé nitrosé retarde à l'état solide son isomérisation. La stabilité du nitro-nitroso-undécanoate de méthyle n'excède pas quelques mois, à froid, ou quelques heures à des températures voisines de la température de fusion. Il se forme une huile jaune, semblable à l'huile résiduaire de la nitration, et présentant comme celle-ci les mêmes bandes d'absorption infrarouge que le nitro-nitroso-undécanoate, à l'exception des bandes à 1098 et 1193 cm^{-1}. Ces bandes disparaissent aussi par action de substances connues pour réagir avec le groupe nitrosé, en particulier dans les dérivés nitro-nitrosés ([2]) : par exemple, par action des bases, qui donnent une huile jaune contenant sans doute le nitro-éthylénique polymérisé, ou par action des amines aliphatiques ou aromatiques, qui donnent des huiles diversement colorées.

Les détails expérimentaux ont été publiés ailleurs ([3]). A notre connaissance, le corps décrit ici est le premier exemple de dérivé nitro-nitrosé d'un ester aliphatique, isolé et caractérisé.

GÉOLOGIE. — *Existence probable de cratères météoriques à Cabrerolles et à Faugères* (*Hérault*). Note de MM. **Bernard Gèze** et **André Cailleux**, présentée par M. Charles Jacob.

Des dépressions fermées du versant S de la Montagne Noire, dont deux creusées dans les schistes et grès viséens, seraient des cratères météoriques, d'âge quaternaire assez récent. Celle de Cabrerolles se signale par une forte anomalie magnétique et, par ses dimensions (diamètre 210^{m}), se classerait comme la troisième du monde.

On sait que les cratères attribués à l'impact de grosses météorites sont fort rares dans la topographie terrestre : huit cas jusqu'ici connus ([1]). Or certaines dépressions fermées, signalées par l'un de nous près de l'extrémité orientale du versant méridional de la Montagne Noire, paraissent relever d'une telle origine ([2]).

La dépression de Cabrerolles, dénommée Le Clot, et sur laquelle notre attention a été attirée originellement par l'observation stéréoscopique de photographies aériennes, s'ouvre 1^{km} environ au Sud-Sud-Est du village, dans les schistes et grès viséens. Tronquant franchement 2 petits ravins quaternaires, elle s'enfonce à 50^{m} au-dessous d'une vieille surface

---

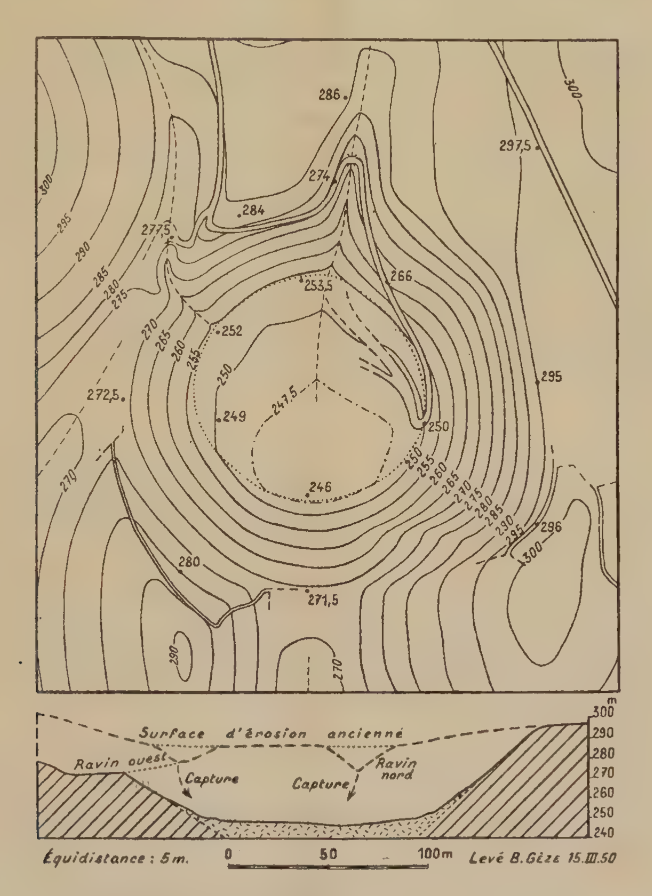
([3]) Ourisson, Diplôme d'Études Supérieures, Paris, 1949.

([1]) D. J. Guppy and R. S. Matheson, *Journ. Geol.*, 58, jan. 1950. p. 30-36.

([2]) B. Gèze, *Bull. Soc. languedocienne de Géogr.* 2e série, **18**, 1947, p. 90-96, 3 fig.

d'érosion, probablement pliocène. Presque ronde, elle présente des diamètres de 200 à 220^{m} à son ouverture, de 100 à 110^{m} au niveau de son fond sensiblement plat, entre des versants abrupts, tantôt de roche en place, tantôt tapissés d'éboulis.

5^{km} à l'Est-Nord-Est (300^{m} au Sud-Est de la gare de Faugères) se trouve une dépression analogue, quoique plus petite (diamètre supérieur : 50 à 60^{m}, profondeur maxima : 23^{m}). Creusée également dans les schistes et les grès viséens, elle tranche à l'emporte-pièce à la fois la surface pliocène et le haut du versant d'un profond ravin quaternaire.



Cratère présumé météorique du Clot de Cabrerolles.
Altitudes relatives exactes. Altitude absolue du point 295, qui a servi de base, déterminée à l'altimètre.

D'autres dépressions fermées s'observent au voisinage : deux immédiatement à l'Ouest du village de Faugères (diamètres : 65 à 80^{m} et 50 à 65^{m}, profondeurs maximum : 28 et 20^{m}), une 900^{m} au Nord-Est de Faugères (diamètre 45 à 50^{m}, profondeur maximum : 9^{m}), une, et peut-être deux, 1400^{m} au Nord-Nord-Est du même village (pour la plus certaine, diamètre 15^{m}, profondeur 5^{m}), mais comme elles sont creusées dans les calcaires dévoniens, une origine karstique ne saurait être ici exclue *a priori*.

Plusieurs raisons nous semblent plaider en faveur de l'origine météorique :

1° Impossibilité d'une origine karstique pour les deux premières, creusées dans des roches exclusivement silico-alumineuses et à des distances de 600 à

1000^m des calcaires les plus proches, aussi bien en surface que, vraisemblablement, en profondeur.

2° Existence, autour de la dépression de Cabrerolles et à son intérieur, d'une anomalie magnétique atteignant en déclinaison une dizaine de degrés.

3° Nombreuses similitudes de formes avec le Meteor Crater de l'Arizona [3]: ouverture assez régulièrement arrondie, versants abrupts, fond généralement plat.

4° Absence presque totale de dolines dans les calcaires dévoniens des Monts de Faugères, en dehors des dépressions signalées. Celles-ci se groupent grossièrement, avec celle de la gare de Faugères, sur un même alignement SSW-NNE comparable à celui d'un chapelet de trous de bombes, long de 2500^m, ce qui plaide en faveur d'une origine commune, par chute d'un bolide fragmenté. Seul, l'élément métallique le plus important serait tombé isolément, près de Cabrerolles, 5000^m à l'Ouest-Sud-Ouest du groupement de Faugères, creusant un cratère qui se classerait par ses dimensions, comme le troisième du monde, immédiatement après le Meteor Crater (1200^m) et le Wolf Creek Crater (850^m).

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur l'action de l'alliinase et sur le dédoublement de la substance mère de l'essence d'ail ou alliin.* Note (*) de MM. **Albert Guillaume** et **Jean A. Wadie**, présentée par M. Maurice Javillier.

L'alliinase, ferment des gousses d'ail, agit sur la substance mère de l'ail ou alliin, qui n'est pas un glucoside, mais un acide aminé-sulfuré, en donnant du sulfure d'allyle, de l'acide péruvique et de l'NH_3 : ce ferment agit également, mais partiellement, sur le glucoside du raifort. De même l'alliin, en l'absence d'alliinase, peut être décomposé en partie par la myrosine de la moutarde blanche.

L'alliinase, ferment de l'ail, agit non sur un glucoside, ainsi qu'on l'avait cru d'abord [1] et [2], mais sur une substance mère, l'alliin, constituée par un acide aminé-sulfuré, en produisant l'essence d'ail formée surtout de sulfure d'allyle. Nous voudrions montrer que l'alliinase peut agir également sur le glucoside du raifort et que l'alliin peut être dédoublé par la myrosine de la moutarde blanche.

Disposant de racine de raifort (récoltée en 1933) nous avons constaté que la poudre de cette racine avait perdu sa myrosine, coagulée par dessiccation. Titrage de l'essence 0,028 %. Par contre, elle a conservé son glucoside. En effet, additionnée de farine de moutarde blanche (0,50 pour 5^g de poudre de

---

(3) Emm. de Margerie, *Ann. de Géogr.*, **22**, 1913, p. 172-184, 3 fig.

(*) Séance du 12 avril 1950.

(1) Arth. Stoll et E. Seebeck, *Expérientia*, 8e série, **31**, 1947, p. 114 et *Helvetica Chimica Acta*, **31**, fasc. 1, 1948, p. 189; **32**, fasc. 1, 1949, p. 197; **32**, fasc. 3, 1949, p. 866.

(2) C. Rundquist, *Pharmaceutiskt Notisblad*, **18**, 1909, p. 323.

raifort), elle donne $1^g,019$ % d'essence due uniquement au raifort, car Em. André [3] a montré que l'essence de moutarde blanche est *fixe*, donc non entraînée à la distillation.

En titrant l'essence dans l'ail par le procédé de l'un de nous [4] et en opérant le titrage sur un mélange ail + raifort (ail qui intervient par sa substance mère, l'alliin, et par son ferment, l'alliinase, raifort seulement par son glucoside), nous avons opéré ainsi : sur 10^g de gousses d'ail, écrasées au mortier; macération d'une heure dans un ballon fermé avec 100^{cm^3} d'eau distillée; distillation dans 10^{cm^3} d'ammoniaque. Titrage avec NO_3Ag N/10 par le procédé classique : *a*. sur les gousses d'ail privées d'écaille. Titre en essence : $2^{cm^3},1$ NO_3Ag N/10 $\times 0,0057 = 0,0165$, soit 0,165 %; *b*. sur le mélange ail + raifort : $5^{cm^3},7$ NO_3Ag N/10. De cette quantité de solution utilisée on peut déduire que l'alliinase agit à la fois sur la substance mère de l'essence d'ail et sur le glucoside du raifort. Dans quelle proportion sur ce dernier? En retranchant de la quantité de NO_3Ag N/10 combinée celle qui se rapporte à l'ail, on trouve 3,6 correspondant au raifort, ce qui donne $3,6 \times 0,00495 = 0,01782$ pour 5^g de poudre, soit 0,316 %.

Donc l'alliinase doit agir sur le glucoside du raifort en même temps que sur l'alliin de l'ail, mais elle est moins active que la myrosine de la moutarde blanche qui nous avait donné (*voir* plus haut) $1,^g019$ % d'essence se rapportant uniquement au raifort.

La moutarde blanche renferme plus de myrosine que la moutarde noire et offre sur cette dernière, pour nous ici, l'immense avantage en agissant sur le glucoside, de produire un sénevol non volatil. Donc en opérant sur le mélange ail + moutarde blanche (10^g d'ail, 0,50 *sinapis alba*), l'essence d'ail seule passera à la distillation lors du titrage. Mais pour que l'essai puisse se faire, il faut que l'alliinase soit éliminée (ce que nous avons réalisé en soumettant l'ail à l'étuve à 70° pendant deux heures : le ferment est détruit, la substance mère n'est pas touchée).

Nous avons obtenu : sur 10^g d'ail traité. Titre en essence : 0,7 NO_3Ag N/10, soit 0,0039 d'essence; sur 10^g ail + 0,50 moutarde blanche. Titre en essence : 2,2 NO_3Ag N/10.

Donc la myrosine de la moutarde blanche semble avoir agi à la fois sur le glucoside de la moutarde dont l'essence fixe n'intéresse pas le titrage, et sur l'alliin de l'ail puisque la quantité de NO_3Ag combinée est plus grande dans le second cas que dans le premier. La quantité de NO_3Ag correspondant à la formation d'essence d'ail en plus : $(2,2 - 0,7 = 1,5) \times 0,0057$, donne 0,0085.

Si l'alliinase n'avait pas été détruite, l'ail aurait donné (en tablant sur environ 0,165 %) 0,016 d'essence. La myrosine qui l'a remplacée n'en a

(3) *C. R., Acad. Agr.*, 1949, p. 199.

(4) A. Guillaume et H. Begon, *Annales pharmaceutiques françaises*, 2, 1944, p. 9-14.

donné que 0,008, donc moitié moins. Mais néanmoins elle a dédoublé la substance mère de l'ail puisque les résultats dans les deux cas sont différents.

En somme, l'alliinase peut agir non seulement sur l'alliin de l'ail, mais aussi sur le glucoside du raifort : action moins intense que celle de la myrosine, puisque la teneur en essence obtenue est plus faible. De même l'alliin peut être dédoublé, en l'absence d'alliinase, par la myrosine de la moutarde blanche, mais là aussi le dédoublement n'est que partiel.

PHYSIOLOGIE. — *L'iodémie d'un Cyclostome marin* (Petromyzon marinus *L.*) *au moment de sa migration reproductrice.* Note de MM. **Maurice Fontaine** et **Jacques Leloup**, présentée par M. Paul Portier.

Mise en évidence de l'iodémie très basse de la Lamproie marine au moment de sa montée reproductrice, caractère qui l'oppose nettement aux Poissons migrateurs potamotoques précédemment étudiés. Ce résultat est rapproché d'autres observations antérieures et leur signification dans le développement phylogénétique de la fonction thyroïdienne est envisagée.

Des travaux antérieurs ont mis en évidence certains caractères biochimiques du sang de *Petromyzon marinus* qui différencient nettement cette espèce des Poissons et, avec elle, probablement, tout le groupe des Cyclostomes [1].

L'étude de son iodémie révèle une nouvelle caractéristique qui traduit vraisemblablement une différence de fonctionnement physiologique entre la Lamproie marine et les poissons migrateurs potamotoques, à une même étape de leur cycle vital.

Rappelons en effet que le Saumon et l'Alose présentent, lors de leur montée reproductrice dans les fleuves, une iodémie et une teneur en iode *protéique* et *thyroxinien* très élevées. Or, capturant dans la Loire, entre Nantes et Montsoreau, des Lamproies marines *à la même époque* (mars) et *à la même étape de leur migration*, alors qu'elles viennent aussi de quitter les eaux marines pour pénétrer dans les eaux douces, nous observons des iodémies [2] et des teneurs en iode *protéique* et *thyroxinien* très basses. Les valeurs obtenues, exprimées en γ d'iode pour 100^{cm^3} de sérum, sont réunies dans le tableau ci-dessous et confrontées avec les valeurs moyennes obtenues chez les poissons potamotoques étudiés.

---

(1) M. Fontaine, *Revue Scient.*, 76, 1938, p. 335.

(2) Les dosages d'iode sont effectués par la même méthode que celle qui est utilisée pour l'étude de l'iodémie des Poissons. (F. Lachiver et J. Leloup, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 31, 1949, p. 1128.)

Lamproie marine (*Petromyzon marinus* L.)

N°	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.		Saumon.	Alose.
Sexe	♀.	♀.	♀.	♀.	♂.	♂.	♂.	Moy.	Moy.	Moy.
Iode total	5,4	9,2 (*)	7,2 (*)	5,4	6	6	5,6	6,4	129,4	428
» *protéique*	2,65	4,6	3,6	2,4	–	–	2,6	3,15	27,6	39,7
» *thyroxinien*	–	1,65	1,35	2	–	–	2,6	1,9	19,6	35,7

(*) Le sérum des femelles 2 et 3 était légèrement hémolysé, ce qui peut expliquer les chiffres supérieurs obtenus pour l'iode total et l'iode *protéique*.

Cette iodémie très basse, cette faible teneur en hormone tyroïdienne comparativement à celles trouvées chez des Poissons dont le cycle de migration est comparable, suggèrent l'existence de différences importantes, au moins quantitatives, dans le fonctionnement thyroïdien de ces deux groupes. Elles doivent être rapprochées de deux ordres de faits qui militent en faveur de cette même opinion :

D'une part, l'impossibilité de provoquer ou d'accélérer la métamorphose de l'Ammocoete par les substances qui provoquent ou accélèrent la métamorphose des Batraciens. C'est ainsi que Jensen utilisant l'iodothyrine, Remy l'iodothyrine et l'iodoforme, Marine une solution de Lugol, Horton l'iodoforme, l'iode, l'iodure de potassium, l'extrait thyroïdien de mouton, Stokes la thyroxine et la poudre de thyroïde, Leach des préparations iodées et thyroïdiennes n'obtiennent aucun effet sur la métamorphose ou la consommation d'oxygène de l'Ammocoete.

D'autre part le fait que Reese ([3]) n'a pu trouver trace de thyroïde chez la Lamproie marine adulte au moment de sa reproduction, alors qu'il la décrit parfaitement chez d'autres espèces ([4]).

Il semble donc, d'après ces travaux et d'après notre étude de l'iodémie de la Lamproie marine, que nous assistions chez cette espèce et probablement chez les Cyclostomes à la naissance phylogénétique de la fonction thyroïdienne qui n'a pas encore acquis l'importance qu'elle manifeste chez les Vertébrés plus évolués. Cette hypothèse est en accord avec les expériences de Gorbman et Creaser ([5]) qui, utilisant l'iode radioactif I^{131}, constatent que ce corps se fixe électivement dans certaines cellules de l'endostyle de la Lamproie, alors que l'endostyle des Prochordés (Ascidies, Amphioxus) est incapable d'une telle fixation.

([3]) *Proc. Ac. Nat. sci. Phila.*, 54, 1902, p. 85.

([4]) D. Marine (*J. Exp. med.*, 17, 1913, p. 374), décrit la thyroïde au moment de la maturité génitale, mais chez *Petromyzon marinus dorsatus* (Wilder) qui vit uniquement en eau douce.

([5]) *J. Exp. Zool.*, 89, 1942, p. 391.

ANATOMIE COMPARÉE. — *Sur les Insectivores (Erinacéidés) des genres* Erinaceus *et* Palerinaceus. Note de Mlle **Madeleine Friant**, présentée par M. Émile Roubaud.

L'étude anatomique de la dentition et du squelette met en évidence que le grand Insectivore du Miocène d'Espagne, décrit par M. Crusafont Pairó et J. F. de Villalta sous le nom de *Palerinaceus vireti*, est, en réalité, un Hérisson (*Erinaceus*).

Comme l'a montré G. Cuvier, voici plus d'un siècle, les dents sont, peut-être, les organes du corps qui nous renseignent le mieux sur l'organisation tout entière d'un Animal.

En ce qui concerne le Hérisson (*Erinaceus*), G. E. Dobson, autrefois, en 1882, puis moi-même, de 1934 à 1949, nous avons insisté sur la morphologie des deux premières molaires supérieures (M^1 surtout) de cet Erinacéidé (M^3 étant fort réduite) : à l'état non abrasé, elles présentent toujours quatre cuspides aiguës, deux externes et deux internes, et une cuspide intermédiaire, la postérieure (métaconule), beaucoup plus mousse et plus petite que les quatre autres; de la cuspide intermédiaire antérieure (protoconule), on perçoit encore la trace chez les espèces les plus primitives du genre : *Erinaceus intermedius* Gaillard, du Miocène de France, et *Erinaceus algirus* Duv., actuel dans le sud-ouest européen et en Afrique ([1]). Au point de vue de leur formule cuspidienne, les molaires du Hérisson sont donc très proches des molaires mammaliennes archaïques, sextuberculées ([2]), dont elles dérivent par effacement progressif de la rangée intermédiaire de tubercules ([3]).

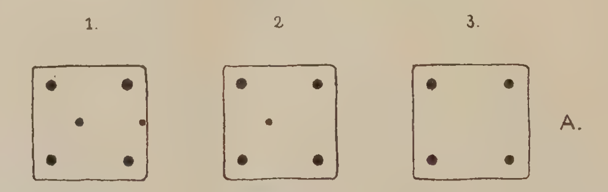


Schéma de la première molaire supérieure, M^1, de quelques Érinacéidés.

1. *Erinaceus intermedius* Gaillard, du Miocène de France. — 2. *Erinaceus europæus* L., actuel en Europe. — 3. *Palerinaceus edwardsi* Filhol, de l'Oligocène supérieur de France. A. côté antérieur. Les cuspides intermédiaires, comme le plus souvent, sont décalées vers l'avant, par rapport aux externes et aux internes correspondantes; noter leur réduction en 1 et, surtout, en 2 (*Erinaceus*), leur disparition en 3 (*Palerinaceus*).

Le *Palerinaceus* est un petit Erinacéidé éteint de l'Ancien Monde, voisin de l'*Erinaceus*; au point de vue de sa dentition supérieure, on n'en connaît, avec

---

([1]) *Annales de la Société géologique du Nord*, **64**, 1939, p. 59, *fig.* 1.

([2]) *Publications du Muséum*, Paris, **1**, 1933, p. 123.

([3]) *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 1622.

certitude, qu'une seule espèce, *Palerinaceus edwardsi* Filhol, de l'Oligocène (Aquitanien) d'Europe. Ses molaires supérieures 1 et 2 ne possèdent plus que quatre cuspides, deux externes et deux internes, la rangée cuspidienne intermédiaire étant complètement effacée [4]. Il s'agit donc d'un genre plus éloigné de la souche ancestrale que l'*Erinaceus* encore vivant. *C'est un exemple, à ajouter à beaucoup d'autres, de la persistance actuelle de formes primitives, alors qu'ont disparu des formes extrêmement voisines mais beaucoup plus évoluées* [5].

Dans une étude récente [6], M. Crusafont Pairó et J. F. de Villalta ont décrit un nouvel Erinacéidé du Miocène supérieur (Pontien) de Viladecaballs, en Catalogne, qu'ils hésitent à placer dans le genre *Erinaceus* ou dans le genre *Palerinaceus*. Cependant, M^2, la seule molaire supérieure non abrasée, *possède un vrai métaconule très détaché* dont la présence suffit à éliminer le genre *Palerinaceus*. La forme des canines et des prémolaires, les proportions du crâne, la grande taille de l'Animal, qui dépasse celle du Hérisson d'Europe, éloignent également ce fossile du *Palerinaceus* pour en faire un *Erinaceus*.

Les traits morphologiques du Hérisson de Viladecaballs rapportés, par ses auteurs, au genre *Palerinaceus* appartiennent également au genre *Erinaceus*. Les uns sont des caractères variables avec les espèces, tels : la forme des incisives, le rétrécissement de la voûte palatine vers l'avant, le contour du *foramen magnum*, la largeur de l'apophyse coronoïde; les autres varient avec les individus d'une même espèce, tels : la largeur des os nasaux, la présence d'une crête sagittale, plus nette chez les mâles et les sujets âgés. De ceci il résulte que l'*Erinaceus* fossile n'est pas de l'espèce *europaeus* L. Mais le genre *Erinaceus*, uniquement de l'Ancien Monde, comporte un très grand nombre d'espèces qui se distinguent, non seulement par des caractères extérieurs, pour les formes actuelles, mais aussi par des caractères ostéologiques [7]. Le grand *Erinaceus* de Viladecaballs, qu'on ne saurait identifier au Hérisson d'Europe, constitue, sans aucun doute, une espèce éteinte.

En somme, le travail de M. Crusafont Pairó et J. F. de Villalta est une contribution intéressante à l'histoire paléontologique, assez peu connue, des Erinacéidés. Toutefois, l'Insectivore du Pontien de Catalogne est un *Erinaceus*, l'*Erinaceus vireti* Crus. et Vil., et nullement un *Palerinaceus*.

---

(4) *Archives du Muséum*, Paris, 11, 1934, p. 139.

(5) *Sciences naturelles*, 1, 1939, p. 140.

(6) *Eclogæ geologicæ Helvetiæ*, 40, 1947, p. 320.

(7) M. Friant, *Catalogue des Collections d'Ostéologie du Service d'Anatomie comparée du Muséum*. Paris, 1943, 56 p., 21 fig.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Lyse du cilié* Glaucoma piriformis *par les alcools. Influence de la longueur de la chaîne hydrocarbonée et de la structure.* Note de M. **Raphaël Matalon**, Mme **Lucie Molho-Lacroix** et M. **Max Cohen**, transmise par M. Jacques Duclaux.

Le cilié *Glaucoma piriformis* se prête par sa taille à des observations microscopiques, ce qui permet de suivre l'action de différents réactifs. Chaix et Baud [1] ont suivi ainsi la lyse de ce cilié par les acides gras. Les réactifs ici étudiés sont des alcools à chaîne droite, à chaîne ramifiée, et des alcools cycliques. Ceci a permis de reconnaître l'influence de facteurs apportés par la structure sur le phénomène de lyse.

Méthode expérimentale. — Le cilié est en suspension dans son milieu de culture constitué par l'eau de moelle [1]. Le nombre moyen de cellules est de 100 par millimètre cube. L'organisme en suspension se maintient en vie lorsque le milieu de culture est dilué de son volume d'eau, mais en présence des alcools, une lyse plus ou moins rapide est observée peu après le mélange. Pour chaque alcool nous avons déterminé la concentration C, pour laquelle la lyse est observée 7 minutes après addition de l'alcool.

Les résultats obtenus représentés dans le tableau, mettent en évidence des différences marquées pour les concentrations C lorsque la structure de l'alcool varie :

Alcools à chaîne droite.	C (mol-g/l).	Alcools à chaîne ramifiée. Alcools cycliques.	C (mol-g/l).
Éthylique	3		
Propylique	0,625	Isopropylique	1
Butylique	0,2	Butylique tertiaire	1,13
		Amylique de fermentation	0,0545
Hexylique	0,0178	Cyclohexanol	0,072
Heptylique	0,0038	Méthylcyclohexanol (*o*, *m*, *p*)	0,0295
Octylique	0,001		

Pour les alcools à chaîne droite ces concentrations décroissent d'un alcool à son homologue supérieur. Les variations observées suivent avec une assez bonne approximation une relation qui rappelle celle de Traube [2] et qui régit les conditions d'adsorption aux interfaces des alcools d'une série homologue.

Il apparaît, par conséquent, que l'action de ces réactifs sur le cilié est intimement liée aux processus d'adsorption aux interfaces.

Pour les alcools à chaîne ramifiée, et les alcools cycliques, les concentrations C observées croissent aussi avec le nombre d'atomes de carbone dans la molé-

---

(1) *Arch. Sci. Physiol.*, **1**, 1947, p. 3.

(2) *Annalen*, **265**, 1891, p. 27.

cule, mais ces concentrations sont nettement supérieures à celles observées avec les alcools à chaîne droite correspondants.

Dans tous ces cas, la formation d'une couche condensée à l'interface est rendue plus difficile : d'une part, à cause de la plus grande solubilité dans l'eau de ces alcools, d'autre part, du fait de leur structure ramifiée ou cyclique.

PHARMACODYNAMIE. — *Sur quelques propriétés physiologiques comparées de divers sels d'acétylcholine.* Note de M. **André Debay**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Il est donné de nouvelles preuves de l'identité d'action physiologique de divers sels d'acétylcholine. Aucune prolongation d'action ou effet-retard ne peut être actuellement retenu à l'avantage de l'un d'entre eux.

Dans des travaux antérieurs nous avons étudié la stabilité des solutions aqueuses de divers sels d'acétylcholine et nous avons conclu à l'identité des vitesses de décomposition de ces sels, en particulier du chlorure et du manganochlorure, à toutes les concentrations. Cette hydrolyse est notablement accélérée dans les solutions tamponnées ou contenant des substances étrangères (1). Ces résultats s'accordent d'ailleurs avec ceux de E. et M. Kahane (2) et ceux d'Augustinsson (3).

Du point de vue physiologique, les essais que nous avons publiés et ceux que nous décrirons maintenant montrent que, quel que soit l'anion salifiant la base, on retrouve toujours les effets pharmacologiques comparables de l'acétylcholine.

Ainsi, à la démonstration d'un comportement chimique identique, s'ajoutent les preuves de l'identité des propriétés pharmacologiques de ces divers composés.

1° *Action hypotensive après administration sous-cutanée.* — Nous avons déjà montré que des doses équivalentes d'acétylcholine sous forme de chlorure, manganochlorure, manganobromure ou zincisulfocyanure, administrées par les voies intraveineuse et intramusculaire, produisaient chez le Chien ésériné ou non des effets hypotenseurs d'intensité et de durée comparables.

Nous avons poursuivi ces essais en injectant les produits par voie sous-cutanée. Ayant remarqué que leur résorption était plus ou moins rapide suivant le lieu de l'injection, nous avons sur un même animal pratiqué des injections sous-cutanées au même endroit et dans ces conditions nous avons obtenu des tracés suffisamment démonstratifs de l'identité des effets hypo-

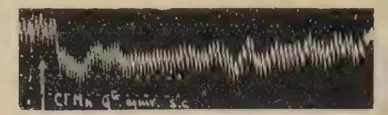
---

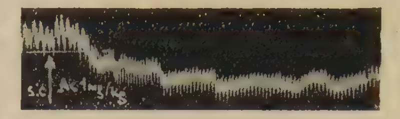
(1) G. Antoine et A. Debay, *Ann. Pharm. Franc.*, 7, 1949, p. 336 et 608.

(2) *Bull. Soc. Chim. France*, 5e série, 15, 1948, p. 1211.

(3) *Act. Physiol. Scand.*, 15, 1948, p. 46 (suppl. 52).

tensifs (tracé I : chutes tensionnelles après injection sous-cutanée de doses équivalentes de chlorure et de manganochlorure d'acétylcholine : Chien 5^{kg}).

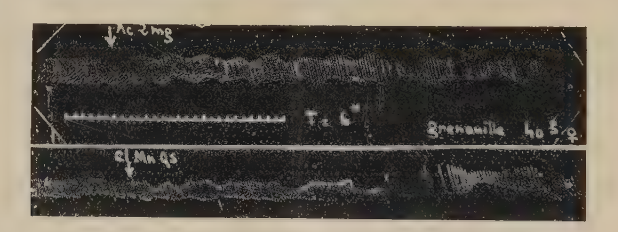




Tracé I.

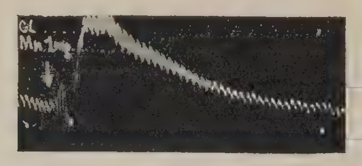
2° *Résorption* in vivo. — Désirant compléter l'étude de la diffusion des différents sels d'acétylcholine, nous l'avons examinée au moyen d'un test différent basé sur l'apparition de la bradycardie acétylcholinique chez la Grenouille. Le temps qui s'écoule entre le moment de l'injection dans un sac lymphatique et le début du ralentissement cardiaque rend compte de la vitesse de diffusion des produits.

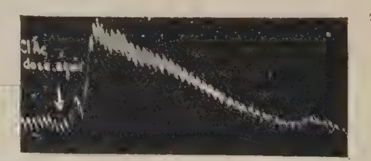
Le tracé II montre une vitesse de diffusion identique pour le chlorure et le manganochlorure d'acétylcholine, la bradycardie survenant après un temps de latence identique.



Tracé II.

3° *Action nicotinique chez le Chien atropinisé.* — L'identité des effets muscariniques de ces sels nous semblant établie, il nous a paru intéressant de démontrer également l'identité de leurs effets nicotiniques.

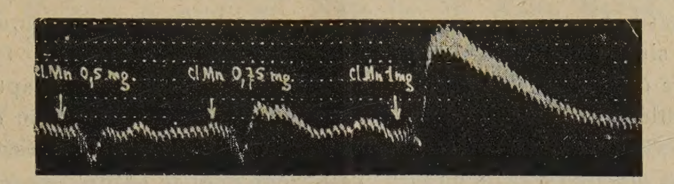




Tracé III.

Le tracé III montre qu'il en est bien ainsi sur le Chien atropinisé (Chien 7^{kg}). Il existe une dose-seuil, variable suivant l'animal, au-dessous de laquelle l'hypertension nicotinique ne se manifeste pas. Cette particularité rend possible une estimation rapide de la teneur en acétylcholine d'une solution aqueuse d'un de ses sels.

Le tracé IV illustre le procédé en montrant l'intensité croissante de l'hypertension nicotinique en fonction de la dose injectée.



Tracé IV.

Ces essais apportent de nouvelles preuves de l'identité d'action physiologique des divers sels d'acétylcholine, qu'il s'agisse des effets muscariniques ou des essais nicotiniques.

Ces sels, diffusant de la même façon dans les tissus et produisant des effets hypotensifs identiques, quelle que soit leur voie d'administration, aucune prolongation d'action ou effet-retard ne peut, dans l'état actuel de l'expérimentation, être retenu à l'avantage de l'un d'entre eux.

BACTÉRIOLOGIE. — *Conservation du Virus poliomyélitique chez le Mérion* (Meriones shawi). Note de MM. **Georges Blanc** et **Louis-André Martin**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Le Mérion (*Mériones shawi*) s'infecte aisément avec le virus de la poliomyélite; il est probable que d'autres rongeurs peuvent également être réceptifs à ce virus et constituer un réservoir de poliomyélite, ce qui permettrait d'expliquer bien des points obscurs dans l'épidémiologie de cette redoutable maladie, en particulier l'apparition des cas humains sporadiques,

Nous avons montré précédemment la réceptivité du Lapin au virus poliomyélitique et indiqué qu'au début de nos recherches expérimentales en 1947, nous avions utilisé le Mérion (*M. shawi*) et que c'est en partant des organes de ce rongeur inoculé, soit avec du virus isolé de malades, soit avec du virus passé par singes que nous avions pu infecter le Lapin [1] [2].

Au cours d'expériences ultérieures nous avons constaté la longue persistance du virus chez le Mérion infecté et l'infection des mérions nés de parents infectés.

Les quelques expériences suivantes précisent ces données.

Conservation du virus chez le Mérion inoculé. — Nos premières recherches nous avaient permis de retrouver le virus chez le Mérion 11, 23 et 29 jours après l'inoculation. Puis nous l'avons isolé d'un mérion inoculé par voie transorbitaire avec de la moelle de singe mort de poliomyélite, 133 jours plus tard. La moelle de ce mérion se montra viru-

---

(1) *Comptes rendus*, **227**, 1948, p. 242.

(2) *Archives Inst. Pasteur Maroc*, **4**, 1950, 19 (sous presse).

lente pour le Lapin et la souche isolée identique à celle provenant directement du Singe. Dans une autre expérience nous avons infecté un mérion par inoculation de moelle de singe mort de poliomyélite, fait deux autres passages de mérion à mérion et retrouvé le virus 110 jours plus tard. Le virus se montra virulent pour le lapin et identique au virus isolé directement du singe et passé par lapin.

Une troisième expérience fut faite avec un virus déjà fortement adapté au lapin. Un mérion est inoculé avec la moelle d'un lapin, 24e passage d'un virus issu d'une moelle de macaque (*Macaca sylvanus*) mort de poliomyélite. Ce mérion est conservé pendant 20 mois, et de sa moelle est isolé un virus pathogène pour le Lapin. Les réactions d'immunité croisée permettent d'identifier ce virus à ceux que nous entretenons sur le lapin.

Recherche du virus chez les mérions nés de parents infectés. — L'expérience suivante montre la possibilité de retrouver le virus chez les mérions nés de parents infectés et restés en contact avec eux. Dans une même cage se trouvaient réunis :

1° un mérion mâle inoculé par voie transorbitaire avec un virus singe;

2° un mérion femelle inoculé par voie transorbitaire avec la moelle d'un mérion infecté.

Dans cette cage naissent, trente jours après l'introduction de la femelle, trois jeunes qui ne sont séparés des parents qu'environ deux mois plus tard.

Deux de ces jeunes mérions sont sacrifiés un mois après avoir été retirés de la cage et leur moelle inoculée à deux lapins qui réagissent l'un et l'autre. Le virus ainsi isolé est identique aux virus entretenus sur lapins au laboratoire.

Le troisième mérion, frère des deux précédents, vit en cage isolée jusqu'à l'âge de vingt-six mois environ. Il est trouvé mort sans avoir présenté les jours précédents les moindres symptômes cliniques. Sa moelle, inoculée à un lapin se montre à son tour virulente, et ce nouveau virus est, toujours chez le lapin, identique aux virus antérieurement isolés.

Nous savions déjà, par les travaux de Durand ([3]), que le Mérion était cliniquement sensible à certaines souches telle la souche Lansing, de virus poliomyélitique adapté aux rongeurs.

Les faits que nous rapportons ci-dessus montrent que le Mérion est capable de conserver pendant des mois un virus pathogène pour le Lapin sans être lui-même incommodé et qu'il peut transmettre cette infection inapparente à ses descendants.

Dans une publication récente L. E. Rector ([4]), travaillant soit avec le virus Lansing soit avec d'autres virus adaptés à la Souris, soit, ce qui est plus intéressant, avec des selles humaines de malades atteints de poliomyélite, réussit à infecter des taupes et déduit de considérations de géographie physique et humaine qu'il est possible que la Taupe joue un rôle comme réservoir du virus poliomyélitique.

Le Mérion, lui aussi animal fouisseur, fait une infection inapparente. Il conserve le virus toute sa vie et peut infecter sa descendance suivant un mécanisme qui reste à élucider.

Il est probable que, si le Mérion s'infecte aisément, d'autres rongeurs peuvent également être réceptifs et constituer un réservoir de virus, ce qui permettrait d'expliquer bien des points obscurs dans l'épidémiologie de la poliomyélite en particulier l'apparition des cas humains sporadiques.

([3]) *C. R. Soc. Biol.*, **139**, 1945, p. 716.

([4]) *Arch. of Path.*, **47**, 1949, p. 366.

MÉDECINE VÉTÉRINAIRE EXPÉRIMENTALE. — *Réalisation expérimentale de l'ictère du Muleton nouveau-né.* Note de M. **Abel Brion**, transmise par M. Gaston Ramon.

Depuis les travaux de Caroli et Bessis ([1]), et les nôtres ([2]), l'ictère hémolytique du Muleton nouveau-né peut être considéré comme dû à l'action d'anticorps anti-mulet produits par la jument mulassière au cours de sa gestation. Cependant, l'immunisation de la jument n'est pour ainsi dire jamais réalisée par une première gestation, mais au cours des suivantes, sans doute en raison de la nécessité d'une lésion placentaire tardive qui permet à l'antigène-baudet de franchir la barrière utérine, imperméable aux grosses molécules antigéniques dans les conditions normales (Brion, *loc. cit.*). D'autre part, la clinique montre que le muleton né d'une mère *tachée de jaunisse* n'est pas atteint par les anticorps avant sa naissance, mais seulement après avoir tété le colostrum, toujours très riche en anticorps, alors que son intestin présente encore une grande perméabilité [Brion, *loc. cit.*, Caroli ([3]), Bessis et Millot ([4]), Millot et Gorius ([5])].

Si une telle étiologie est exacte, il doit être possible de réaliser expérimentalement l'ictère du Muleton en immunisant la jument mulassière par des injections d'hématies d'âne, de même que l'on obtient une réactivation de l'immunisation des juments tachées de jaunisse par ces mêmes injections [Caroli et Bessis ([6])].

Nous avons préparé de la sorte une jument de neuf ans, saillie pour la première fois par le baudet en 1949. Le 3 février 1950, son sérum est exempt d'agglutinine-baudet; elle reçoit, dans la veine, les globules lavés et débarrassés de toute trace, décelable chimiquement, de plasma, provenant de 80$^{cm^3}$ de sang d'âne.

Le 20 février, agglutination au 1/4. Nouvelle injection intraveineuse des globules de 100$^{cm^3}$ de sang d'âne.

Le 3 mars, agglutination au 1/8. Pendant l'injection intraveineuse de la suspension d'hématies d'âne, un violent choc se produit, avec dyspnée, respiration pompante, affolement du cœur, titubation, puis, peu après, rejet d'excréments liquides. Lorsque tout est rentré dans l'ordre, l'injection des globules restant est faite dans le péritoine.

Le 8 mars, agglutination au 1/512.

---

(1) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 969-971.

(2) *Rev. Path. Comp.*, **52**, 1947, p. 317-321; *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 1614-1616; *Rev. Méd. Vét.*, **100**, 1949, p. 229-235; *Soc. Biol.*, 11 juillet 1949 (sous presse), *Ve Congrès Intern. Zootechnie*, 1949, Paris, p. 79-83; *Rev. Immunol.*, **13**, 1949; p. 325-337 (avec P. Goret).

(3) *Rec. Méd. Vét.*, **125**, 1949, p. 535-553.

(4) *Bul. Acad. Vét.*, **22**, 1949, p. 292-293.

(5) *Rev. Path. Comp.*, **50**, 1950, p. 85-105.

(6) *Rev. d'Hématol.*, **2**, 1947, p. 221-222.

Le 18 mars, même taux d'agglutination. Injection intrapéritonéale des globules de 100$^{cm^3}$ de sang d'Ane.

Les 3, 6, et 12 avril, on peut retirer de la mamelle un peu de précolostrum qui agglutine au 1/6.

La jument met bas le 19 avril à 7 heures un superbe muleton, très bien constitué, vigoureux. A ce moment, le sérum de la mère agglutine au 1/256, son colostrum au 1/500000, tandis que le sérum du muleton n'agglutine que non dilué. Le sang de ce dernier contient 7 320 000 hématies au millimètre cube.

Le muleton est abandonné à sa mère, qu'il tète avidement à plusieurs reprises au cours de la matinée.

Dans le début de l'après-midi, il paraît moins gai, reste longuement sans bouger, la tête basse, ne fait que de faibles efforts de succion pour téter. Ses muqueuses pâlissent et jaunissent. A 15 heures, il n'a plus que 1 300 000 globules rouges, et son urine, recueillie par sondage, est fortement colorée en rouge vineux : riche en hémoglobine, elle ne contient pas d'hématies. Le sérum agglutine au 1/128.

A 20 heures, le taux des hématies est descendu à 1 000 000. Le muleton est de plus en plus prostré; il reste étendu sur le sol; son cœur et sa respiration sont accélérés. Les lèvres sont agitées de trémulations. La mort survient dans la nuit à 3 heures du matin, soit 20 heures après la naissance.

L'autopsie montre un ictère généralisé, de teinte brique, des muscles décolorés, une exsudation hémoglobinique dans la plèvre et le péritoine, des foyers congestifs et de l'œdème dans le poumon, avec présence d'une mousse rosée épaisse dans les bronches et la trachée, de la splénomégalie ; la vessie est remplie d'une urine rouge bordeaux, hémoglobinurique, non hématurique.

Nous avons donc observé chez ce muleton les symptômes et les lésions absolument typiques de l'ictère du nouveau-né, sous sa forme grave, avec évolution mortelle en moins de 24 heures. Comme cet ictère ne se développe jamais sur le premier produit d'une jument mulassière, nous sommes autorisé à penser que nous avons créé expérimentalement la maladie, d'abord en immunisant la jument contre les globules d'Ane, puis en laissant téter le colostrum riche en anticorps anti-mulet au muleton né sain.

Nous apportons ainsi une nouvelle et précieuse preuve de la nature de l'ictère du Muleton telle qu'elle résulte des constatations faites dans le domaine clinique. Nous nous proposons de poursuivre l'expérience en faisant de nouveau saillir la jument par le baudet, et en suivant l'évolution naturelle de l'immunisation que nous avons obtenue artificiellement.

A 15^{h}30^m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 17^h. L. B.